P. 3

N° d'ordre : 250

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude MARZAT

1re Thèse - **Contribution à la réalisation d'un interféromètre à branche ouverte dans la bande des 8 mm. Application à l'étude d'un plasma de néon.**

2e Thèse - **Propositions données par la Faculté.**

Soutenues le 23 avril 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*

P. LOUDETTE, Professeur .....
J. ROCH, Professeur .....
A. CHARRU, Professeur ..... *Examinateurs*
R. PAPOULAR, Ingénieur au C.E.A.
Docteur ès Sciences .....

— 1969 —

N° d'ordre : 250

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude MARZAT

1re Thèse - **Contribution à la réalisation d'un interféromètre à branche ouverte dans la bande des 8 mm. Application à l'étude d'un plasma de néon.**

2e Thèse - **Propositions données par la Faculté.**

Soutenues le 23 avril 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. R. SERVANT, Professeur ..... *Président*

P. LOUDETTE, Professeur .....
J. ROCH, Professeur .....
A. CHARRU, Professeur ..... *Examinateurs*
R. PAPOULAR, Ingénieur au C.E.A. Docteur ès Sciences .....

— 1969 —

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE de BORDEAUX

FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

M. KASTLER ..... Professeur à la Sorbonne
M. PISOT ..... Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN ..... Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX
M. DANGEARD
M. CAU
M. GENEVOIS

Professeurs :

M. BRUS ..... Chimie
M. AVEL ..... Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET ..... Physique générale
M. ROGER ..... Mécanique rationnelle
M. WEILL ..... Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY ..... Mathématiques générales
M. LAFON ..... Physiologie générale
M. BOUNHIOL ..... Biologie animale
M. SERVANT ..... Physique
M. CALAS ..... Chimie organique
M. GAY ..... Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT ..... Chimie physique
M. SCHOELLER ..... Géologie
M. DAVID ..... Physiologie végétale
M. COLMEZ ..... Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR ..... Biologie animale
M. VIGNEAUX ..... Géologie
M. PANOUSE ..... Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES ..... Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON ..... Oenologie et chimie agricole
M. RISS ..... Mathématiques
M. GUIZONNIER ..... Physique

M. HAGET ..... Zoologie expérimentale
M. SEMIROT ..... Astronomie
M. CHASTEL ..... Physique nucléaire
M. HAGENMULLER ..... Chimie minérale
M. CREAC'H ..... Biologie animale
M. LOUDETTE ..... Mécanique physique
M. PATY ..... Chimie
M. BORDES ..... Préhistoire
M. SECHET ..... Botanique
M. BAGANAS ..... Mathématiques
M. VALENTIN ..... Radioélectricité
M. ENNOUCHI ..... Géologie
M. EYME ..... Botanique
M. RUAMPS ..... Physique électronique
M. FRAINNET ..... Chimie organique
M. HOARAU ..... Chimie physique
M. MARCHAND ..... Chimie
M. LALANDE ..... Chimie appliquée
M. GOTTIS ..... Géologie dynamique
M. LEMANCEAU ..... Chimie
M. CARDO ..... Psychophysiologie
M. ROCH ..... Physique
M. BELLON ..... Chimie (Détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE ..... Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN ..... Chimie
M. VALADE ..... Chimie organique
M. SURDIN ..... Automatique
M. LABOUESSE ..... Biochimie
M. BLONDEL ..... Mathématiques
M. SOURRISSEAU ..... Chimie
Mlle FAURE-MURET ..... Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN ..... Géologie
M. LOCHET ..... Physique
M. VINDT ..... Biologie végétale
M. REGNIER ..... Mathématiques
Mlle LAFFITTE ..... Physique
M. DESTRIAU ..... Chimie
M. PETIT ..... Physique corpusculaire
M. BARAUD ..... Chimie biologique
M. EMBERGER ..... Géologie
M. BOTHOREL ..... Chimie
M. CHARRU ..... Physique
M. SIMONOFF ..... Chimie physique
M. LASCOMBE ..... Chimie
M. RIMPAULT ..... Physique théorique
M. BARETS ..... Biologie animale

M. PINEAU ..... Chimie
M. LEVEQUE ..... Géologie approfondie
M. BOUSSEAU ..... Physique
M. MENNRATH ..... Physique
M. ANDRE ..... Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT ..... Chimie organique
M. MARTINET ..... Calcul infinitésimal
M. N ..... Informatique

Maître de conférences honoraire. -

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences. -

M. RIBEREAU-GAYON Pascal ..... Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU ..... Physiologie animale
Mme PETIT ..... Physique
M. BERNET ..... Génétique
M. FRESNEL ..... Mathématiques
M. MOYES ..... Géologie
M. LUTZ ..... Botanique
M. MOULINES ..... Chimie
M. MENDES-FRANCE ..... Mathématiques
M. POUCHARD ..... Chimie minérale
M. SARDOS ..... Physique
M. DUMERY ..... Mécanique
M. GARNIER ..... Biophysique
M. LESCA ..... Mathématiques
M. ARTOLA ..... Mathématiques
M. DRESS ..... Mathématiques
M. BOUARD ..... Biologie végétale
M. DE MAHTAN ..... Mathématiques
M. ABGRALL ..... Physique théorique
M. MINNAERT ..... Physique théorique

Conseiller Administratif. -

M. LLORENS

-:-:-:-:-:-

A MONSIEUR LE PROFESSEUR R. SERVANT

DIRECTEUR DU CENTRE D'OPTIQUE ULTRA-HERTZIENNE

en hommage et témoignage de ma très respectueuse gratitude.

A MA FEMME

A MES ENFANTS

A MES PARENTS

A TOUS CEUX QUI ME SONT CHERS

PRINCIPALES NOTATIONS

A_t	Atténuation en dB
A	Pente (droite)
$\vec{B}$	Vecteur induction magnétique
B_o	Induction continue (décharge P.I.G.)
c	Célérité de la lumière $2,998.\ 10^{8}$ m/s
d	Distance cornet-échantillon ou entre cornets
e	Charge de l'électron $1,602\ .\ 10^{-19}$ C
$\vec{E}$	Vecteur champ électrique
$[E]$	Amplitude complexe
E^+	Onde directe
E^-	Onde inverse
f	Fréquence de l'onde hyperfréquence
f	Distance focale
f_o	Distance entre le sommet de la lentille intérieure et le foyer.
$\vec{H}$	Vecteur champ magnétique
$[H]$	Amplitude complexe
I	Intensité du courant de la décharge
i^+	Courant ionique de sonde
K	nombre entier
k	Constante de Boltzmann : $1,380.10^{-23}$ J/°K
K_D	Constante de détection
ℓ	(Epaisseur des échantillons diélectriques plan (Largeur de la petite base dans le cas d'une distribution trapézoïdale
$\ell' = \frac{\ell}{\lambda_o}$	
L	Grande base dans le cas d'une distribution trapézoïdale
m	Masse de l'électron $9,1085.10^{-31}$ kg
n	Indice de réfraction
N	Densité électronique N(z)
N_o	Densité électronique maximum
N_c	Densité électronique à la coupure
N^+	Densité ionique
p	Pression
p	Coefficient numérique (0,931)
q	Coefficient numérique (0,593)

Q Matrice

r Coefficient de réflexion d'un dioptre (diélectrique absorbant)

r_o Coefficient de réflexion d'un dioptre (diélectrique non absorbant)

$R = |R| \exp(-j\psi)$ Coefficient de réflexion d'un diélectrique ou d'un plasma absorbant

$R_o = |R_o| \exp(-j\psi_o)$ Coefficient de réflexion d'un diélectrique ou d'un plasma non absorbant

R_{oo} Coefficient de réflexion d'un plasma non absorbant à la coupure

$R_c = |R_c| \exp(-j\psi_c)$ Coefficient de réflexion d'un diélectrique absorbant avec court-circuit en aval

$R_{oc} = |R_{oc}| \exp(-j\psi_{oc})$ Coefficient de réflexion d'un diélectrique non absorbant avec court circuit en aval

S' Pente de la caractéristique ionique de sonde

T_e Température électronique

T_i Température ionique

U Potentiel

U_R Tension détectée en réflexion

U_T Tension détectée en transmission

u Paramètre

v Paramètre

$\bar{v}$ Vitesse des électrons

Z Impédance d'onde (diélectrique)

Z_o Impédance du vide

$$Z_{ei} = \frac{\nu_{ei}}{\omega}$$

$$Z_{ea} = \frac{\nu_{ea}}{\omega}$$

α Constante d'atténuation

$$\alpha' = \alpha \lambda_o$$

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ Constante de phase

$$\beta' = \beta \lambda_o$$

$$\beta_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}$$

$\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ Constante de phase en propagation guidée

$\gamma = \alpha + j\beta$ Constante de propagation complexe

ε_o Permittivité du vide $8{,}854\ 10^{-12}$ F/m

$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ Permittivité complexe relative quand il y a un seul milieu

$\varepsilon(i)$ Permittivité complexe relative d'un milieu (i) quand il y a plusieurs milieux.

ε (o) Permittivité relative au centre du plasma (sans collisions)

ε_i Permittivité complexe absolue du milieu i $\varepsilon_i = \varepsilon_o\ \varepsilon(i)$

λ Longueur d'onde

λ_o Longueur d'onde dans le vide

λ'_o Longueur d'onde entre les lentilles

λ_g Longueur d'onde guidée

λ_c Longueur d'onde de coupure (propagation guidée)

μ_o Perméabilité du vide

ω Pulsation de l'onde hyperfréquence

ω_p Pulsation plasma

ψ Phase du coefficient de réflexion d'un diélectrique ou d'un plasma absorbant

ψ_o Phase du coefficient de réflexion d'un diélectrique ou d'un plasma non absorbant

ψ_c Phase du coefficient de réflexion d'un diélectrique absorbant avec court-circuit en aval

ψ_{oc} Phase du coefficient de réflexion d'un diélectrique non absorbant avec court-circuit en aval

Θ Taux d'onde stationnaire en tension

θ Angle

τ Taux d'ionisation

ν_{ei} Fréquence de collision électron-ion

ν_{ea} Fréquence de collision électron-neutre

ΔX_1 Déplacement du cornet :

i = 1 mesure par transmission

i = 2 mesure par réflexion (Ière méthode)

i = 3 mesure par réflexion (2ème méthode)

Les formules littérales sont établies en MKSA.

-:-:-:-:-

Ces recherches, effectuées au Laboratoire d'Optique Ultra-Hertzienne de la Faculté des Sciences de BORDEAUX, sont, d'une part, une contribution à la discussion et à la résolution des problèmes posés par l'interférométrie en branche ouverte et, d'autre part, un apport à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans les plasmas en vue de leur utilisation comme moyen de diagnostic.

Après un bref historique des travaux antérieurs, je préciserai l'objet et de déroulement du présent travail.

Je voudrais que ce travail soit un témoignage de ma respectueuse et très vive reconnaissance envers Monsieur le Professeur R. SERVANT, Directeur du Laboratoire, qui m'a proposé ce sujet et m'a donné les moyens de le mener à bien. Je ne saurais oublier sa bienveillante attention de tous les jours, ses conseils et ses encouragements.

Que Monsieur le Professeur LOUDETTE , auprès de qui j'ai toujours trouvé en toutes circonstances le meilleur accueil veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'ensemble de l'enseignement qu'il m'a prodigué à la Faculté et à l'Ecole de Radioélectricité, de la Propédeutique au D.E.A.

Monsieur le Professeur ROCH et Monsieur le Professeur CHARRU m'ont fait l'honneur de participer à mon Jury , je leur en exprime ma très vive reconnaissance.

Mes remerciements vont également à Monsieur R. PAPOULAR, Docteur ès-Sciences, Ingénieur au Service de la Fusion Contrôlée à Fontenay-aux-Roses. Ses conseils et ses encouragements me furent très précieux. Il est à l'origine de la méthode de calcul que j'ai utilisée.

Je tiens à exprimer tout spécialement à A. BOTTREAU mes remerciements pour sa collaboration amicale et quotidienne.

Je n'oublie pas toute l'équipe technique du Laboratoire et tout spécialement MM. BOURNISSOUT et MORERA , Mmes BOURNISSOUT et MORERA. Leur aide, leur compétance et leur dévouement m'ont permis de mener à bien ce travail.

-:-:-:-:-:-:-

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 1

PREMIERE PARTIE

METHODES ET APPAREILS INTERFEROMETRIQUES A BRANCHE OUVERTE UTILISES. MESURES DE DIELECTRIQUES COMMERCIAUX DANS LA BANDE DES 8 mm. REALISATION D'UNE OPTIQUE FOCALISANTE. - 4

CHAPITRE A-1. - Problèmes posés par l'introduction d'une branche ouverte dans un interféromètre hertzien.... 5

CHAPITRE A-2. - Interféromètre définitif 22

CHAPITRE A-3. - Stabilisation de la fréquence 57

CHAPITRE A-4. - Mesures de diélectriques industriels par interférométrie à branche ouverte 60

CHAPITRE A-5. - Réalisation du dispositif focalisant 65

CHAPITRE A-6. - Mesures de recoupement avec l'optique focalisante (réflexion) 82

DEUXIEME PARTIE

REALISATION D'UNE DECHARGE P. I. G. - MESURES INTERFEROMETRIQUES D'UN PLASMA DE NEON. - 88

CHAPITRE B-1. - Etude et réalisation d'une décharge réflex du type P.I.G. 89

CHAPITRE B-2. - Relevés des profils de distribution de densité électronique (plasma de néon) 109

CHAPITRE B-3. - Mesures interférométriques sur un plasma de néon 117

TROISIEME PARTIE

Pages

FORMULES DONNANT LES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE PAR UN PLASMA AVANT LA COUPURE ET AU DELA DANS L'HYPOTHESE D'UNE DISTRIBUTION DE DENSITE ELECTRONIQUE TRAPEZOIDALE. INTERPRETATION DES MESURES EXPERIMENTALES... 129

CHAPITRE C-1. - Formules donnant les coefficients de réflexion et de transmission d'une onde électromagnétique plane par un plasma dans l'hypothèse d'une distribution de densité électronique trapézoïdale.. 130

CHAPITRE C-2. - Méthode d'utilisation des formules reliant les coefficients de réflexion et de transmission à la densité électronique. Application aux mesures faites sur le néon 147

CONCLUSION 169

ANNEXE 171

BIBLIOGRAPHIE 179

PHOTOGRAPHIES HORS TEXTE 184

-:-:-:-:-:-

INTRODUCTION

HISTORIQUE DES RECHERCHES SUR LE DIAGNOSTIC DES PLASMAS PAR MICRO-ONDES. -

Parmi la multiplicité des méthodes de diagnostic , l'utilisation des hyperfréquences {Co-1 , Ha-2} , occupe une place privilégiée pour les raisons suivantes :

1°) La grande sensibilité des cristaux détecteurs en hyperfréquence permet de se contenter d'une puissance micro-onde suffisamment faible pour que le milieu ne soit pratiquement pas perturbé. Il s'agit donc d'une méthode, qui de ce point de vue, est, a priori, plus intéressante que celles avec sonde par exemple. En outre, les sondes bien qu'en métal "réfractaire" supportent mal la température des plasmas et leur utilisation en présence d'un champ magnétique pose des problèmes. Parallèlement à ces méthodes qui utilisent la réflexion, la transmission ou la diffraction d'une onde hyperfréquence, il en existe d'autres qui, comme en spectroscopie optique se servent du plasma comme émetteur : ces dernières méthodes sont absolument passives {Pa-1} .

2°) Le temps de réponse des détecteurs est assez court pour pouvoir assurer un pouvoir de résolution temporel presque toujours suffisant et sans cesse amélioré avec les progrès dans les semi-conducteurs.

L'historique des différentes méthodes (air libre, guide, cavité, émission) a été fait de façon complète par V.E. GOLANT dans sa mise au point de 1961 {Go-1} et par R. PAPOULAR dans sa monographie éditée par la D.G.R.S.T. en 1965 {Pa-1} . Enfin, la synthèse des différents travaux dans ce domaine de diagnostic des plasmas par hyperfréquence a été faite, en particulier, dans l'ouvrage de M.A. HEALD et C.B. WHARTON (1965) {He-1}.

Les méthodes micro-ondes à l'air libre peuvent être classées en deux catégories :

- les méthodes absolument passives qui utilisent, comme la spectroscopie optique, les propriétés émettrices des plasmas,

- les méthodes de réflexion, transmission et diffraction, non perturbatrices compte tenu de la grande sensibilité des cristaux détecteurs qui permettent de travailler avec de faibles niveaux hyperfréquences.

C'est la méthode réflexion-transmission que nous avons choisie.

OBJET ET DEROULEMENT DU PRESENT TRAVAIL. -

En 1962, après avoir soutenu ma thèse de troisième cycle sur la résonance électronique des grenats d'Yttrium à substitution d'aluminium, Monsieur le Professeur SERVANT, Directeur du Laboratoire, me proposa la responsabilité d'une étude que lui avait confiée la Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique (Convention 62 FR 153), relative au diagnostic des plasmas par interférométrie hertzienne en branche ouverte.

Une visite au Département de Physique Appliquée du C.E.N. de SACLAY me fit prendre conscience de l'importance des réflexions multiples et des diffractions inhérentes à l'introduction d'une branche ouverte dans un interféromètre. Monsieur le Professeur SERVANT me conseilla alors d'utiliser des diélectriques solides connus pour mettre au point un interféromètre et de ne l'adapter qu'ensuite au diagnostic des plasmas.

Durant la première année j'ai réalisé un montage expérimental et j'ai transposé avec J. ROSMORDUC dans la bande des 8 mm l'interféromètre qu'il avait étudié dans la bande des 3 cm, à l'occasion de sa thèse de troisième cycle. Ces deux montages permirent de cerner les causes d'erreur systématiques et de proposer des solutions en vue d'un montage définitif.

Après le départ de J. ROSMORDUC, ce montage fut entrepris, en collaboration cette fois avec A. BOTTREAU, Attaché de Recherches au C.N.R.S. qui s'est alors occupé plus spécialement de la partie transmission de l'interféromètre pendant que je mettais au point la partie réflexion. Continuant ce travail en parallèle, nous avons établi séparément et programmé des relations de passage entre les valeurs mesurées et la permittivité de l'échantillon (ε' et ε''). Nous avons regroupé nos calculs numériques sur des tables d'un emploi très général puisque indépendantes de la longueur d'onde.

Des mesures de recoupement ont été faites sur des diélectriques connus. Là encore, je me suis occupé des mesures par réflexion. Je donne aussi quelques résultats de mesures sur des diélectriques absorbants industriels.

Puis nous avons réalisé ensemble une décharge pour produire un plasma stable de densité suffisante pour pouvoir étudier en particulier la propagation dans la région de la "coupure", c'est-à-dire le passage de $\varepsilon > 0$ à $\varepsilon < 0$. Nous avons incorporé le dispositif focalisant dans les parois de la cellule. Par retouche des électrodes, nous avons alors adapté la configuration du plasma à l'optique focalisante. Toute cette étude a donc été réalisée en commun.

J'ai ensuite effectué des mesures sur le néon, A. BOTTREAU ayant choisi l'argon.

Enfin, dans la dernière étape, j'ai établi des formules {Ma-3} qui m'ont permis d'exploiter mes mesures expérimentales, A. BOTTREAU proposant de son côté une méthode différente pour interpréter ses mesures sur l'argon {Bo-6} .

PLAN DE L'EXPOSE. -

Ce mémoire est divisé en trois parties :

- Première partie : Méthodes et appareils;
- Deuxième partie : Mesures ;
- Troisième partie: Interprétation des résultats expérimentaux.

-:-:-:-:-:-

PREMIERE PARTIE

METHODES ET APPAREILS INTERFEROMETRIQUES A BRANCHE OUVERTE UTILISES.

MESURES DE DIELECTRIQUES COMMERCIAUX DANS LA BANDE DES 8 mm.

REALISATION D'UNE OPTIQUE FOCALISANTE.

CHAPITRE A-I

PROBLEMES POSES PAR L'INTRODUCTION D'UNE BRANCHE OUVERTE DANS UN INTERFEROMETRE HERTZIEN

Les méthodes classiques de mesure des permittivités complexes en propagation guidée très utilisées en ondes centimétriques posent des difficultés d'usinage des échantillons en ondes millimétriques. En bande Q par exemple (λ= 8 mm) les dimensions intérieures des guides sont de 3,56 × 7,11 mm (RG 96 U). La préparation du diélectrique qui doit remplir exactement le guide demande souvent plus de temps que la mesure elle-même.

Au contraire, les mesures à l'air libre, qui nécessitent en bande X (λ= 3 cm) des échantillons de l'ordre du mètre (pour éviter les diffractions) et des salles spéciales avec des murs recouverts d'anéchoïde , sont plus adaptées aux ondes millimétriques. Ainsi, en bande Q avec des cornets dont les ouvertures sont de l'ordre du centimètre on gagne un facteur 4 sur les dimensions des échantillons.

Les mesures sur les liquides et les gaz sont aussi possibles par interférométrie à branche ouverte. Des dimensions d'enceintes de (20 × 20) centimètres comptées perpendiculairement au faisceau seront suffisantes en bande Q. Une optique focalisante peut permettre encore de réduire ces valeurs ou d'envisager des études locales (tache focale à 3 dB de l'ordre de la longueur d'onde). En ondes millimétriques les lentilles sont de dimensions raisonnables.

Certaines expériences difficiles ou impossibles en propagation guidée sont faisables. Citons par exemple :

- Etude d'un radome pour aérien {Th-1} et d'une façon générale des dispositifs ou diélectriques dont on ne peut prélever des parties sans les détériorer.

- Etudes en fonction de l'angle de polarisation par rotation de l'échantillon (étude de biréfringeance).

- Mesures sur des diélectriques solides dangereux à manipuler ou impossible à usiner sans risques importants (Exemple : propulsifs solides pour fusée : recherche des défauts internes par sondage hyperfréquence).

- Mesures sur des liquides corrosifs ne pouvant être contenus

dans des guides métalliques.

- Diagnostic des plasmas dissipant une énergie thermique importante ou occupant un certain volume.

* *

Lorsque Monsieur le Professeur SERVANT nous a confié l'étude proposée par la D.G.R.S.T. en 1962 concernant la mise au point d'un interféromètre à branche ouverte adapté au diagnostic des plasmas, le Laboratoire d'Optique Ultra-Hertzienne avait déjà quelque expérience dans ce domaine. Il s'agissait du montage (figure A-1) réalisé par P. LOUDETTE et F. PICHERIT {Lo-1} repris par J. ROSMORDUC {Ro-1} et G. MONTAUDON {Mo-1} dans leurs thèses de 3ème cycle.

Ce montage, transposition hertzienne de l'interféromètre optique de Lord RAYLEIGH {Ra-3} comprend :

- un séparateur (Té hybride) ,

- un bras de mesure (branche ouverte où l'on introduit l'échantillon),

- un bras de référence (guidé avec un atténuateur variable étalonné),

- un mélangeur (ligne de mesure: M.O.S.).

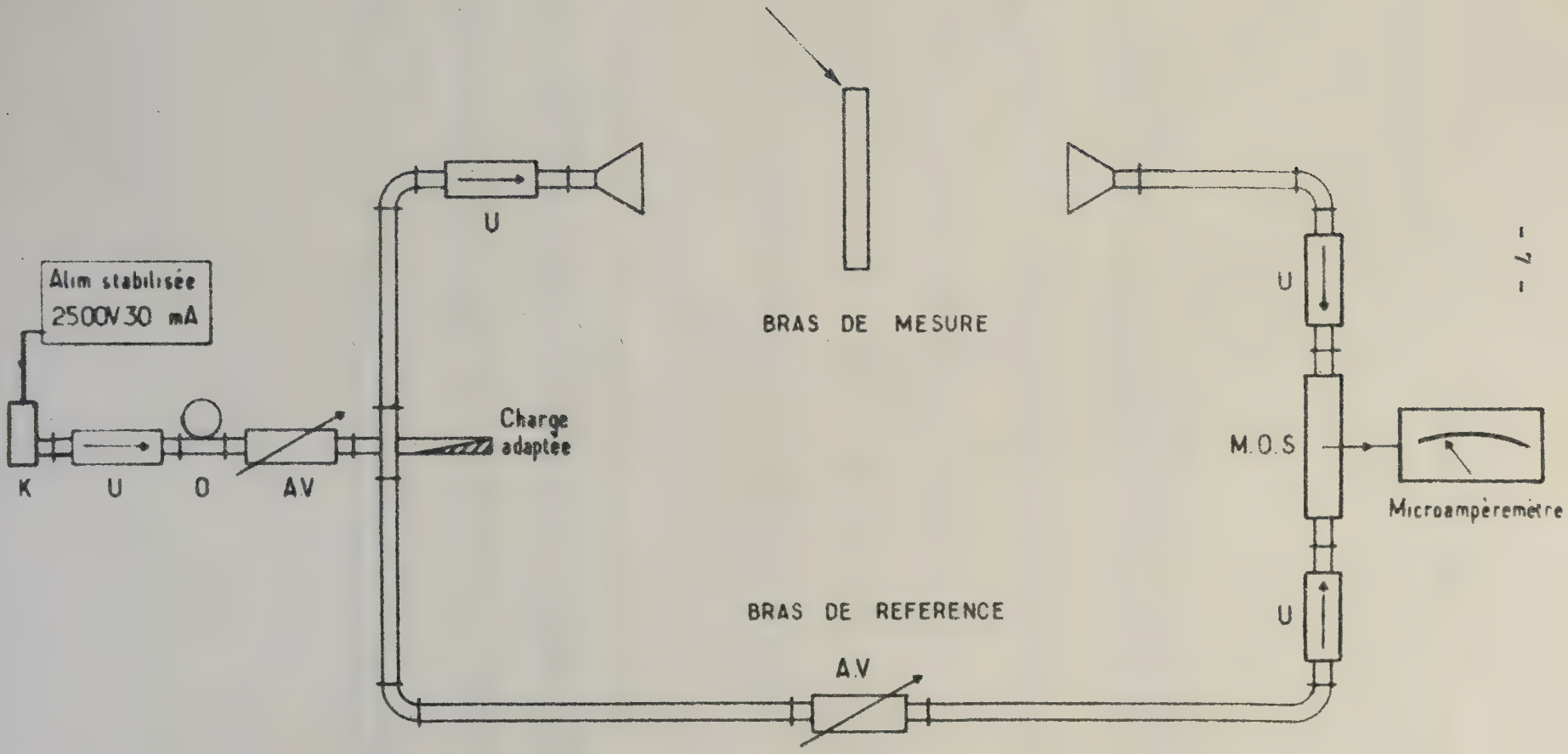
Il s'agit d'une méthode par substitution qui se fait en deux étapes :

1°) Equilibrage des bras : Les deux voies sont équilibrées en l'absence d'échantillon dans la branche ouverte. On détecte alors le train d'ondes stationnaires dans la ligne de mesure à minima nuls.

2°) Mesure : On introduit l'échantillon d'épaisseur ℓ et on note le déplacement Δz vers l'échantillon du minimum à l'aide du mesureur d'onde stationnaire .

On en déduit : $\Delta\phi = \beta\ell - \beta_o\ell = 2\,\beta_g\,\Delta z$

avec :



K : Klystron O : Ondemètre

U : Unilignes A.V : Atténuateur variable calibré

Fig: A_1

$$\beta_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} \quad (\lambda_o = \text{longueur d'onde à l'air libre})$$

$$\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (\lambda_g = \text{longueur d'onde guidée})$$

soit :

$$\beta = \beta_o + 2\,\beta_g\,\frac{\Delta z}{\ell}$$

L'atténuation due à l'absorption du diélectrique conduit à des minimums qui ne sont plus nuls. La mesure du taux d'ondes stationnaires permet de remonter au terme d'absorption α de la constante de propagation $\gamma = \alpha + j\,\beta$ {Ro-1}.

A partir de α on déduit la permittivité complexe $\varepsilon = \varepsilon' - j\,\varepsilon''$ du diélectrique :

$$\varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2}$$

et

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \simeq n^2 \quad \text{soit} \quad n \simeq 1 + 2\,\frac{\lambda_o}{\lambda_g}\,\frac{\Delta z}{\ell}$$

(valeurs déduites de la résolution de l'équation de propagation {Se-1} :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \beta_o^2\,\varepsilon\,E = 0\ )$$

J. ROSMORDUC s'est attaché dans sa thèse à souligner :

- l'importance des interactions entre cornets et échantillons consécufifs à une succession de milieux d'impédances différentes.

- l'importance des réflexions internes dans l'échantillon qui rend très approximatives les relations $\beta = \beta_o\,n$ et $|T| = \exp(-\alpha\ell)$.

Malheureusement il ne disposait que de matériel bande X et il s'est heurté aux difficultés décrites précédemment. L'acquisition de matériel 8 mm nous a permis de reprendre dans de bonnes conditions ces études.

* *

Nous allons résumer dans ce qui suit les études préliminaires faites avec J. ROSMORDUC durant la première année dans le but de déterminer les éléments constitutifs d'un interféromètre de précision en bande Q. Je me limiterai aux seuls résultats qui m'ont servi lors de la mise au point de la partie réflexion de l'interféromètre définitif qui sera décrit au chapitre suivant et avec lequel j'ai fait mes mesures.

Pendant que J. ROSMORDUC transposait dans la bande des 8 mm l'interféromètre qu'il avait utilisé en bande X (figure A-1) pour en faire une étude critique et étudier les modifications éventuelles à apporter à la suite de ce changement de longueur d'onde, je me suis plus particulièrement attaché de mon côté aux problèmes de réflexions multiples dans la branche ouverte et j'ai réalisé dans ce but le premier montage décrit ci-dessous.

Les enseignements de cette étude préliminaire ont mis en évidence l'importance de l'adaptation de la partie émission en interférométrie à branche ouverte. Sans celà, les mesures sont entâchées d'erreurs systématiques pouvant atteindre 20 %.

Un deuxième point important concernait les réflexions multiples internes dans le diélectrique. Pour vérifier expérimentalement les calculs que l'on peut faire à ce sujet et voir leur validité, nous avons fait diminuer l'épaisseur d'un échantillon plan de 1/10 en 1/10 de mm. Ce premier montage a donc permis de suivre les variations qui en résultaient, en particulier en réflexion (épaisseurs, reflets et anti-reflets utilisés par la suite).

Enfin, une troisième étude préliminaire des plans d'onde émis par les cornets était indispensable pour choisir les zones de travail {A1-2} , le type de cornets à utiliser et l'intérêt des lentilles. Un second montage,de relevés des plans de phase,a été réalisé dans ce but.

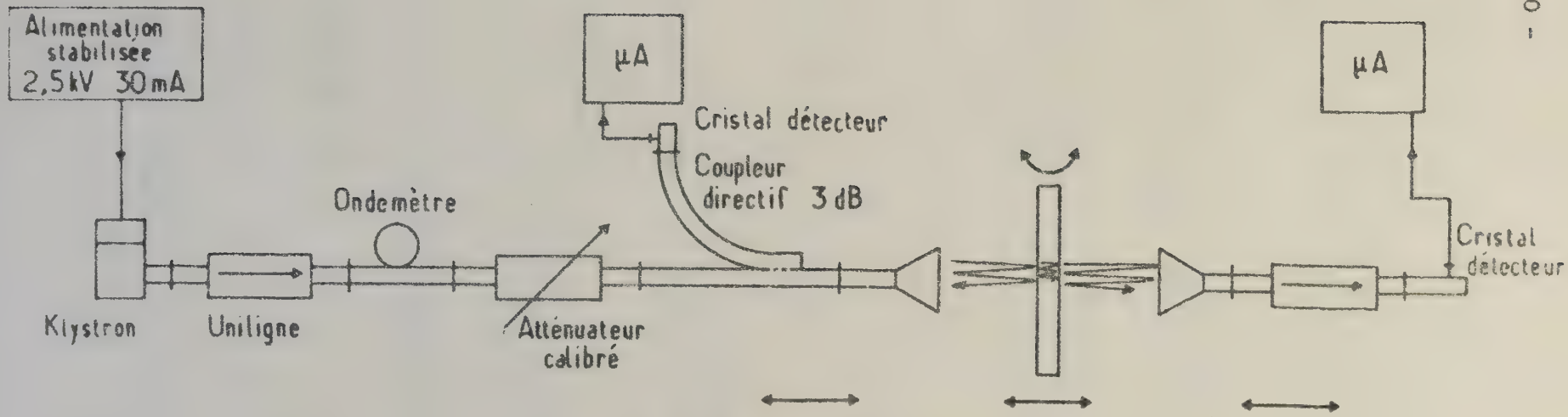
* *

A-1-1. - PREMIER MONTAGE. - ETUDE DES PERTURBATIONS APPORTEES PAR LES DIVERSES REFLEXIONS MULTIPLES SUR LES MESURES PAR REFLEXION. -

Ce premier montage ,très simple ,(figure A-2), m'a permis d'étudier l'influence des différents paramètres (épaisseur de l'échantillon, distance minimum au cornet émetteur, interactions cornet émetteur - échantillon).

Il s'agit de problèmes d'optique des lames simples. Les dimensions et les distances sont de l'ordre de grandeur de multiples de la longueur d'onde (entre 1 et 100).

J'ai retrouvé les allures des courbes de variation données par différents auteurs {Ch-3 , Ba-1 , Re-2 , Ro-1 , Mo-1 , Vi-1 }. Je propose en annexe une formulation matricielle pour en rendre compte.



Banc d'étude des réflexions multiples dans une branche ouverte

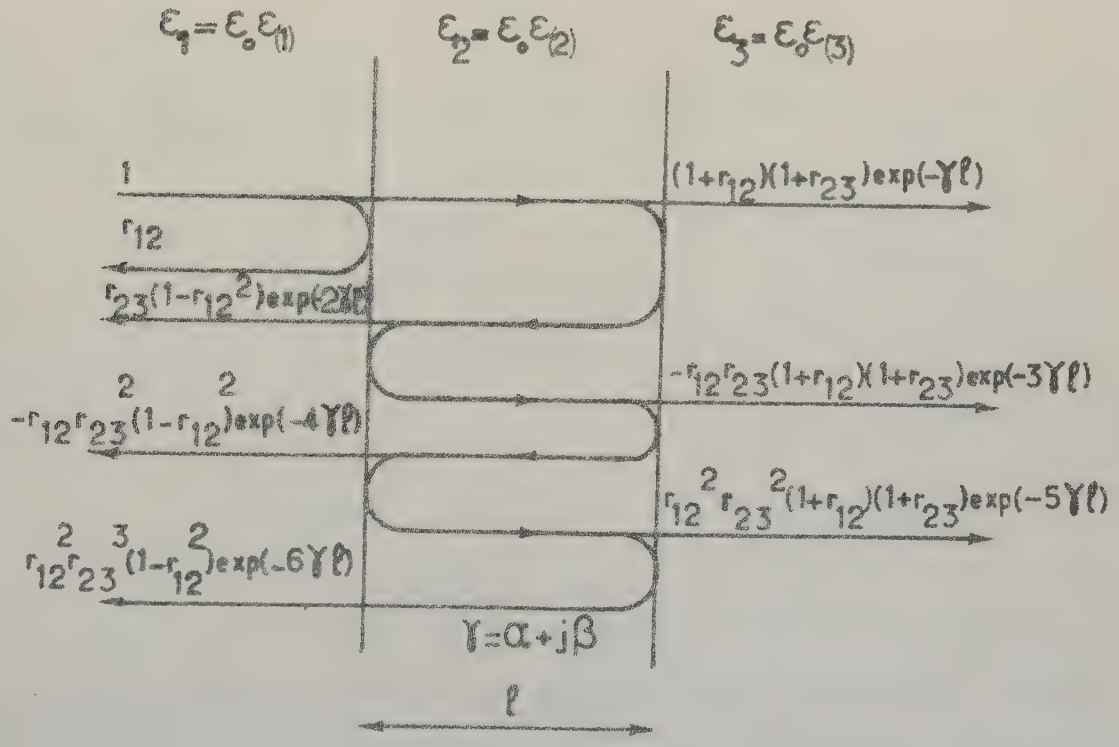
Fig: A_2

1°. - Variation de l'épaisseur de l'échantillon. -

L'échantillon est choisi de dimensions suffisantes pour éviter les diffractions. La distance entre le cornet émetteur et sa face d'entrée est conservée constante et voisine de l'anti-reflet (Cette distance est déterminée expérimentalement à l'aide d'un miroir, elle correspond pratiquement à une puissance réfléchie maximum).

De bonnes conditions de travail sont réalisées en plaçant l'échantillon suffisamment loin du cornet émetteur ; les ondes sont alors planes et un découplage supplémentaire est apporté par l'absorption de l'air, ce qui rend moins critique le réglage de sa position.

Nous avons relevé une variation quasi-sinusoïdale de la puissance réfléchie produite par un disque en lucoflex dont on diminue l'épaisseur de 1/10 de mm en 1/10 de mm, au tour. Par la suite, nous avons utilisé un bloc de papier dont nous avons enlevé les feuilles une à une {Ma-2}.



Réflexions multiples dans un milieu absorbant Fig: A_3

$$r_{12} = r_{21} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{(1)}} - \sqrt{\varepsilon_{(2)}}}{\sqrt{\varepsilon_{(1)}} + \sqrt{\varepsilon_{(2)}}} \quad \text{et} \quad r_{23} = -r_{32} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{(2)}} - \sqrt{\varepsilon_{(3)}}}{\sqrt{\varepsilon_{(2)}} + \sqrt{\varepsilon_{(3)}}}$$

où $\varepsilon(i)$ est la permittivité complexe du milieu i (non magnétique)

$$R = r_{12} + r_{23}(1-r_{12}^2)\exp(-2\gamma\ell)\sum_{m=o}^{\infty}(-1)^m r_{12}^m r_{23}^m \exp(-2m\gamma\ell) = \frac{r_{12}+r_{23}\exp(-2\gamma\ell)}{1+r_{12}r_{23}\exp(-2\gamma\ell)} \quad (1)$$

$$T = (1+r_{12})(1+r_{23})\exp(-\gamma\ell)\sum_{m=o}^{\infty}(-1)^m r_{12}^m r_{23}^m \exp(-2m\gamma\ell) = \frac{(1+r_{12})(1+r_{23})\exp(-\gamma\ell)}{1+r_{12}\,r_{23}\exp(-2\,\gamma\ell)} \quad (2)$$

avec $\gamma = \alpha + j\beta$ constante de propagation du milieu intermédiaire d'épaisseur ℓ .

Si les milieux extrêmes sont identiques, ce qui est notre cas : ($\varepsilon_{(1)} = \varepsilon_{(3)} = 1$; $\varepsilon_{(2)} = \varepsilon$) :

$$r_{12} = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} = -r_{23}$$

Dans le cas d'un diélectrique peu absorbant $\varepsilon = n^2$, on retrouve les formules classiques :

$$|Ro|^2 = \frac{\left(\frac{(1-n^2)}{4n^2}\right)^2 \sin^2\beta\ell}{1+\left(\frac{(1-n^2)}{4n^2}\right)^2 \sin^2\beta\ell} \quad (5)$$

et :

$$|To|^2 = \frac{1}{1+\left(\frac{(1-n^2)}{4n^2}\right)^2 \sin^2\beta\ell} \quad (6)$$

Ces formules permettent de rendre compte des épaisseurs reflets et anti-reflets.

Elles permettent en outre une détermination rapide de l'indice n d'un échantillon peu absorbant (ε'' faible ou ℓ petit).

On choisit parmi plusieurs, l'épaisseur d'un diélectrique donnant un coefficient de réflexion faible. On ajuste alors la fréquence du klystron pour avoir exactement l'anti-reflet. On en déduit :

$$n = K \frac{\lambda_o}{2\ell} \quad \text{avec K entier}$$

Cette relation correspond à $\beta\ell = K\pi$ soit $|T_o|^2 = 1$ et $|R_o|^2 = 0$.

Tout se passe comme si il y avait une seule transmission avec un coefficient de transmission égal à 1 et une réflexion nulle (échantillon adapté). En réalité il y a encore des réflexions internes mais elles sortent en phase.

Du côté réflexion, la première onde réfléchie est compensée exactement par la somme des autres.

L'étude numérique de la relation (2) à la machine nous a montré que cette méthode simple est encore applicable avec une bonne approximation aux diélectriques absorbants d'épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde (erreur inférieure à 2 ou 3 %).

2°. - Variation de la distance du cornet à l'échantillon. -

Les formules précédentes sont applicables à un milieu ③ infini ou suffisamment absorbant pour que l'on puisse négliger l'onde retour.

Dans le cas où cette approximation ne peut se faire, on doit envisager une succession de 4 milieux (au lieu de 3) :

(1) - en avant du cornet émetteur($\varepsilon_{(1)} < 1$: propagation guidée),

(2) - entre le cornet et le diélectrique (air), distance d_2 ,

(3) - le diélectrique (ε) d'épaisseur ℓ, non magnétique .

(4) - partie arrière du diélectrique supposée adaptée.

Je montre en annexe que le calcul du coefficient de réflexion complexe peut alors se faire à partir du produit matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \cos \beta_o d_2 & j Z_o \sin \beta_o d_2 \\ j Y_o \sin \beta_o d_2 & \cos \beta_o d_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{ch } \gamma\ell & Z_3 \text{sh } \gamma\ell \\ Y_3 \text{sh } \gamma\ell & \text{ch } \gamma\ell \end{pmatrix}$$

avec $Y_3 = \sqrt{\frac{\varepsilon_o \varepsilon}{\mu_o}} = Y_o \left(\frac{\beta - j\alpha}{\beta_o} \right) = \frac{1}{Z_3}$ (admittance absolue du milieu ③).

On peut rendre compte ainsi des fluctuations observées, ainsi que de celles déjà relevées par J. ROSMORDUC dans sa thèse pour la transmission (en 3 cm). Pour $\beta_o d_2 = K\pi$ (anti-reflet) tout se passe comme si les interactions cornet-échantillon n'existaient pas, la première matrice étant unitaire.

Si l'on veut tenir compte du coefficient de réflexion du cornet récepteur qui n'est pas parfaitement adapté, il suffit d'introduire une troisième matrice après celle relative au diélectrique de la même forme que celle en d_2.

Ce premier montage nous a permis ensuite de faire deux propositions pour diminuer les réflexions multiples entre un cornet et un diélectrique :

1) En inclinant l'échantillon ;
2) En utilisant des lentilles zonées à diffractions qui apportent un découplage intéressant.

1°) Etude en incidence oblique :

En vue de diminuer les interactions directes entre cornets et les réflexions, nous avons effectué des mesures en incidence oblique puisqu' ainsi les différents rayons réfléchis sortent du champ du cornet émetteur $\Delta\phi = \beta_o (n-1) \ell$ est alors remplacé par $\Delta\phi = \beta_o \frac{n - \cos(i-r)}{\cos r} \ell$.

En particulier, on annulera l'effet des réflexions en travaillant en incidence Brewstérienne et on pourra même suivre la réflexion, dans la région où elle s'annule, avec un cornet récepteur mobile. C'est ce que nous avons fait (figure A-4). Nous trouvons les valeurs des angles tels que $tg\ i_B = n$ d'où la valeur de n . Cette valeur est obtenue avec une précision moins grande que celle donnée par la méthode de l'anti-reflet car le minimum est très plat. Cette méthode de l'angle de BREWSTER fut développée et améliorée par une autre équipe du Laboratoire et donne actuellement de bons résultats {Ch-1 , Br-3} .

2°) Améliorations apportées par l'utilisation de lentilles :

Nous avons vu qu'il serait intéressant de travailler sur des échantillons plus petits sur lesquels on pourrait concentrer l'énergie. Nous pourrons ainsi augmenter la précision en focalisant le faisceau à l'aide de lentilles.

- Lentilles en paraffine(LEYBOLD): Il s'agit de lentilles hyperfréquences de 20 cm de diamètre et de 76 mm d'épaisseur. Elles introduisent des réflexions parasites supplémentaires et nous n'avons pu obtenir en les déplaçant et en réglant la fréquence un T.O.S.T. $\theta < 1{,}15$. Lorsqu'on introduit l'échantillon, θ s'élève à 1,5 ce qui est prohibitif. Nous avons donc abandonné ces lentilles au profit du modèle de type à zones déphaseuses.

- Lentilles à zones déphaseuses : Ce type de lentilles a été étudié en détail par J. BLED dans sa thèse de 3ème cycle {Bl-1} .

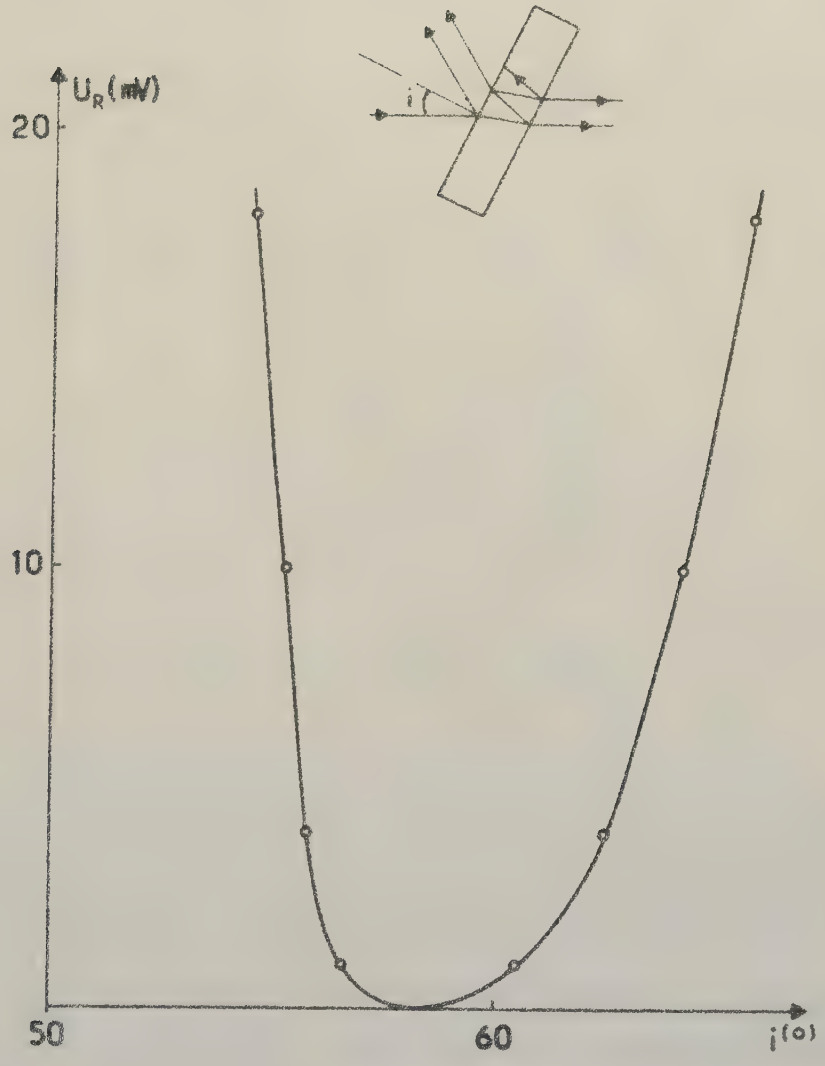


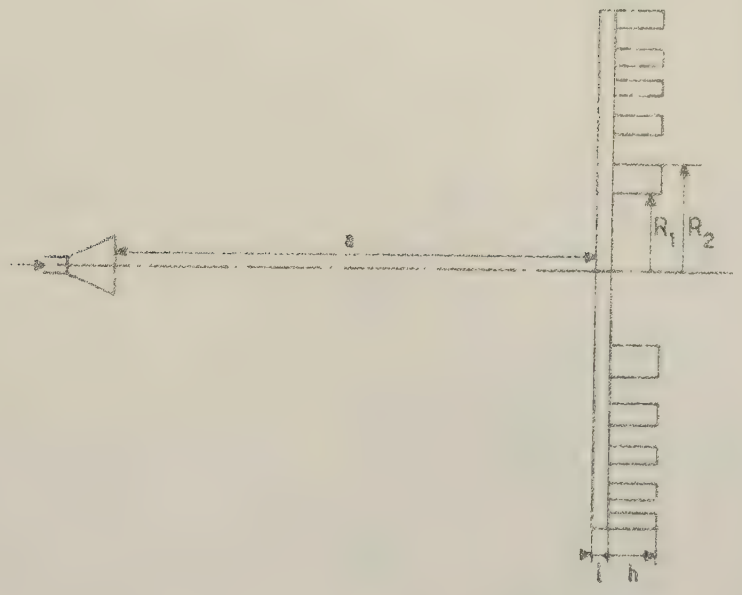
Fig:A_4

On utilise les formules qu'il donne :

$$R_m = \sqrt{a\,\lambda_o}\ \sqrt{n\left(1 + \frac{m\,\lambda_o}{4\,a}\right)}$$ rayon de la zone d'ordre m)

$$h = \frac{\lambda_o}{2(n-1)}$$ (épaisseur des zones).

où a représente la distance du cornet émetteur à la lentille (figure A-5) et n l'indice.



Lentilles à zones déphaseuses Fig: A_5

Nous avons réalisé un premier jeu de lentilles à 10 zones (m = 10), diamètre 23,6 cm , distance focale 14 cm. On mesure avec ou sans échantillon le mêmeT.O.S.T≃ 1,04. Il apparaît donc que les lentilles, par suite de leur structure, apportent un découplage intéressant mais pas encore suffisant. Les relevés de leurs plans de phase ont été faits par Mme Th. CASTETS en application de son montage de sa thèse de 3ème cycle {Ca-2}.

Nous avons alors pensé prendre des épaisseurs anti-reflets $\ell = \frac{\lambda_o}{2n}$ ce qui a nécessité d'avoir $n = \frac{K}{K-1}$, compte tenu de la deuxième relation $h = \frac{\lambda_o}{2(n-1)} = K\frac{\lambda_o}{2n}$. Un deuxième jeu de lentilles à 8 zones en téflon (n=1,41) associé successivement aux cornets DERVEAUX et aux cornets PHILIPS,a conduit à des valeurs de Θ de 1,03 et 1,025. Enfin, en remplaçant le cornet émetteur par une antenne diélectrique {Ca-1} nous avons obtenu Θ = 1,015.

L'inconvénient de ces lentilles était leur encombrement mais leur intérêt de découplage était évident. Aussi, c'est sans hésiter que nous avons choisi des lentilles du même type, directement montées sur des cornets circulaires que la C.S.F. devait fabriquer peu de temps après (figure A-6). L'étude de leurs plans de phase, comparativement à ceux donnés par des cornets spéciaux (type NARDA) a nécessité la réalisation du banc auxiliaire que nous allons décrire (second montage).

* *

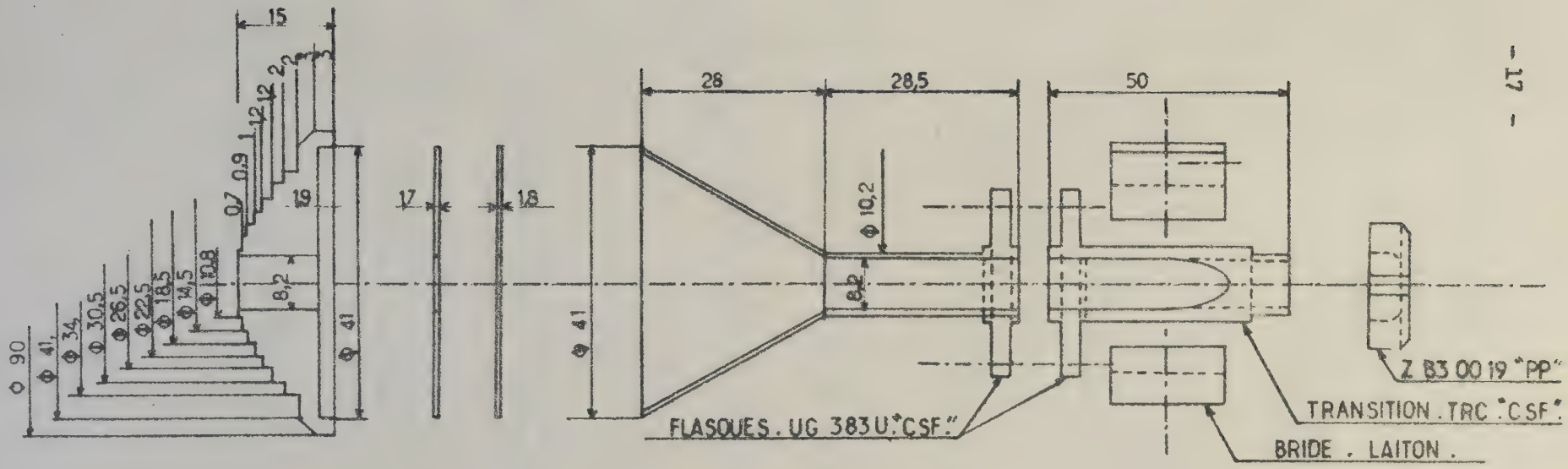

15
3
2,2
1,2
1,2
1
0,9
0,7
19
17
18
28
28,5
50
Φ 10,2
8,2
8,2
Φ 41
Φ 41
Φ 90
Φ 41
Φ 34
Φ 30,5
Φ 26,5
Φ 22,5
Φ 18,5
Φ 14,5
Φ 10,8
Z 83 00 19 "PP"
TRANSITION . TRC "CSF"
BRIDE . LAITON .
FLASQUES . UG 383 U "CSF"

Fig: A_6

A-I-2. - SECOND MONTAGE, - RELEVE DES PLANS DE PHASES DE LA PARTIE EMISSION. CHOIX DES CORNETS EMETTEURS. -

Les ondes doivent arriver parfaitement planes sur un échantillon plan si l'on veut pouvoir utiliser des formules simples.

Il nous a paru indispensable de faire une étude des plans de phases émis par les cornets C.S.F. et leurs lentilles. Pour cela, nous avons monté un troisième banc auxiliaire (figure A-7).

On notera le montage inhabituel d'une ligne de mesure DERVEAUX (référence : SM08 T.O.S.T.= 1,05). Le cristal détecteur et son support ont été remplacés par un guide ouvert en réception. On profite ainsi de la précision mécanique avec laquelle est faite un tel appareil de mesure (10 µ sur les déplacements) pour les pointés des plans équiphases. En outre, par construction, le déplacement ne modifie pas le T.O.S.T. dans la ligne (ce qui n'est pas le cas des guides souples. On utilise en réception deux guides dont les longueurs diffèrent de $\lambda_o/4$. Ils doivent donner le même résultat en l'absence d'interactions avec le cornet.

Le mélangeur est une autre ligne de mesure (PHILIPS PP 4382 Q, T.O.S.T. 1,03 précision sur le déplacement 10µ). On aura à comparer les deux déplacements Δy et Δz des deux mesureurs si on travaille de la façon suivante :

1°) Lorsque le guide ouvert reçoit toute la puissance du cornet émetteur on règle le zéro interférométrique (atténuateur et déphaseur auxiliaires);

2°) On déplace verticalement le guide ouvert de la ligne DERVEAUX d'une quantité Δy . Pour retrouver le minimum on doit déplacer le mesureur d'onde stationnaire d'une quantité Δz :

- Si la surface équiphase est plane on aura: $\phi = \phi_o$ et $\Delta y = 2\,\Delta z$;
- Si c'est une autre surface nous aurons: $\phi = \phi_o + 2\pi/\lambda_g\,(2\Delta z - \Delta y)$.

Remarque. - Pour être sûr que le mesureur d'onde DERVEAUX se déplace bien verticalement il est nécessaire de vérifier que pour un cornet d'émission symétrique on trouve bien un diagramme de rayonnement symétrique.

Les résultats des différentes mesures relatives aux cornets C.S.F. associés à leurs lentilles sont donnés figure A-8 . Les ondes sont planes à partir de 10 cm du cornet : à cette distance les surfaces équiphases peuvent être assimilées à des plans (jusqu'à 10 cm de l'axe), compte tenu des incertitudes de mesure.

Nous avons comparé ces résultats à ceux fournis par les cornets NARDA (V 637) qui sont sans lentilles mais à courbure spécialement étudiée en vue de leur adaptation à l'air: T.O.S.T. NARDA = 1,20 ; T.O.S.T. CSF= 1,15. Pour les faibles distances on fait la moyenne entre les deux résultats donnés par les deux guides ouverts.

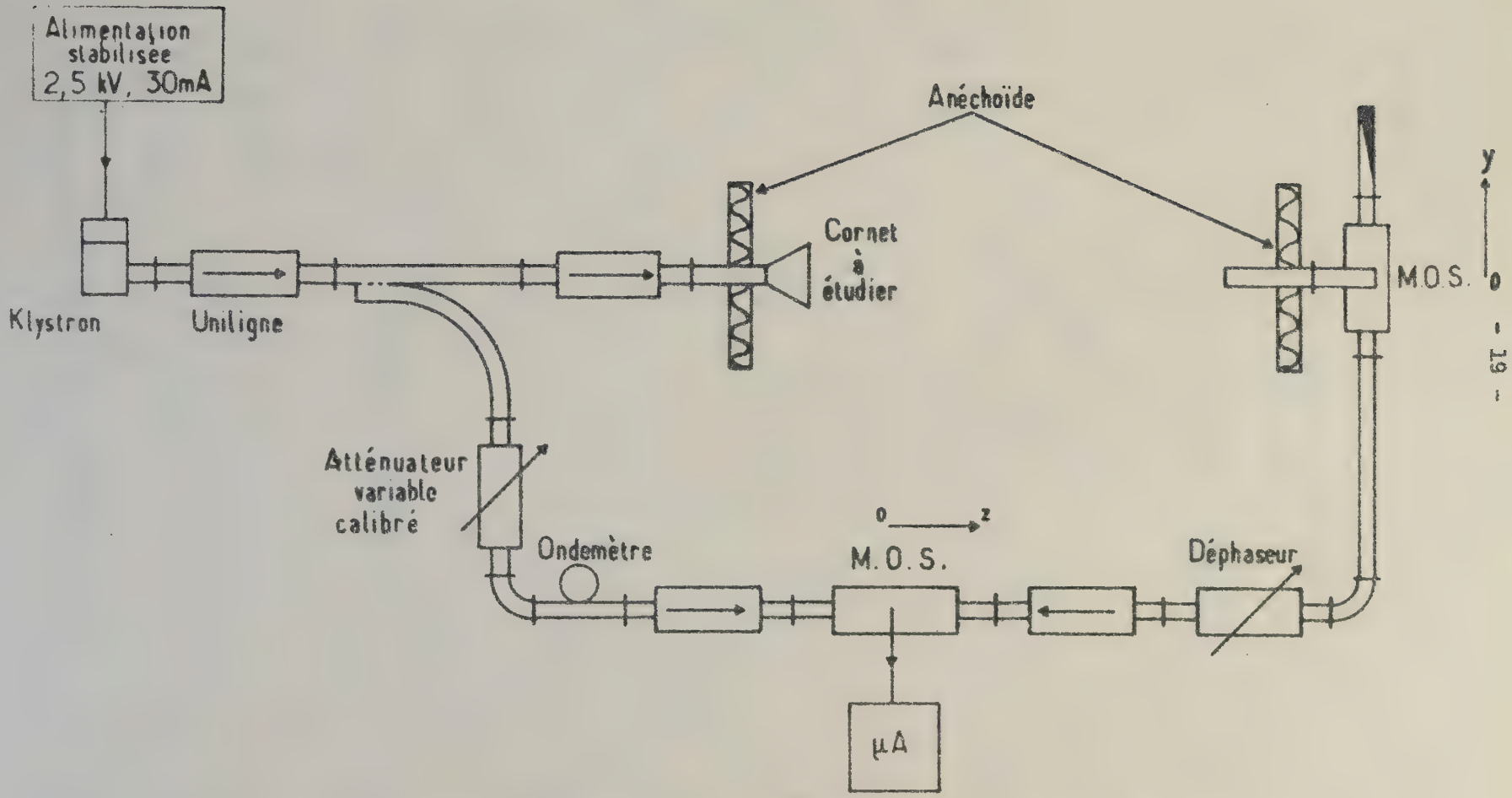
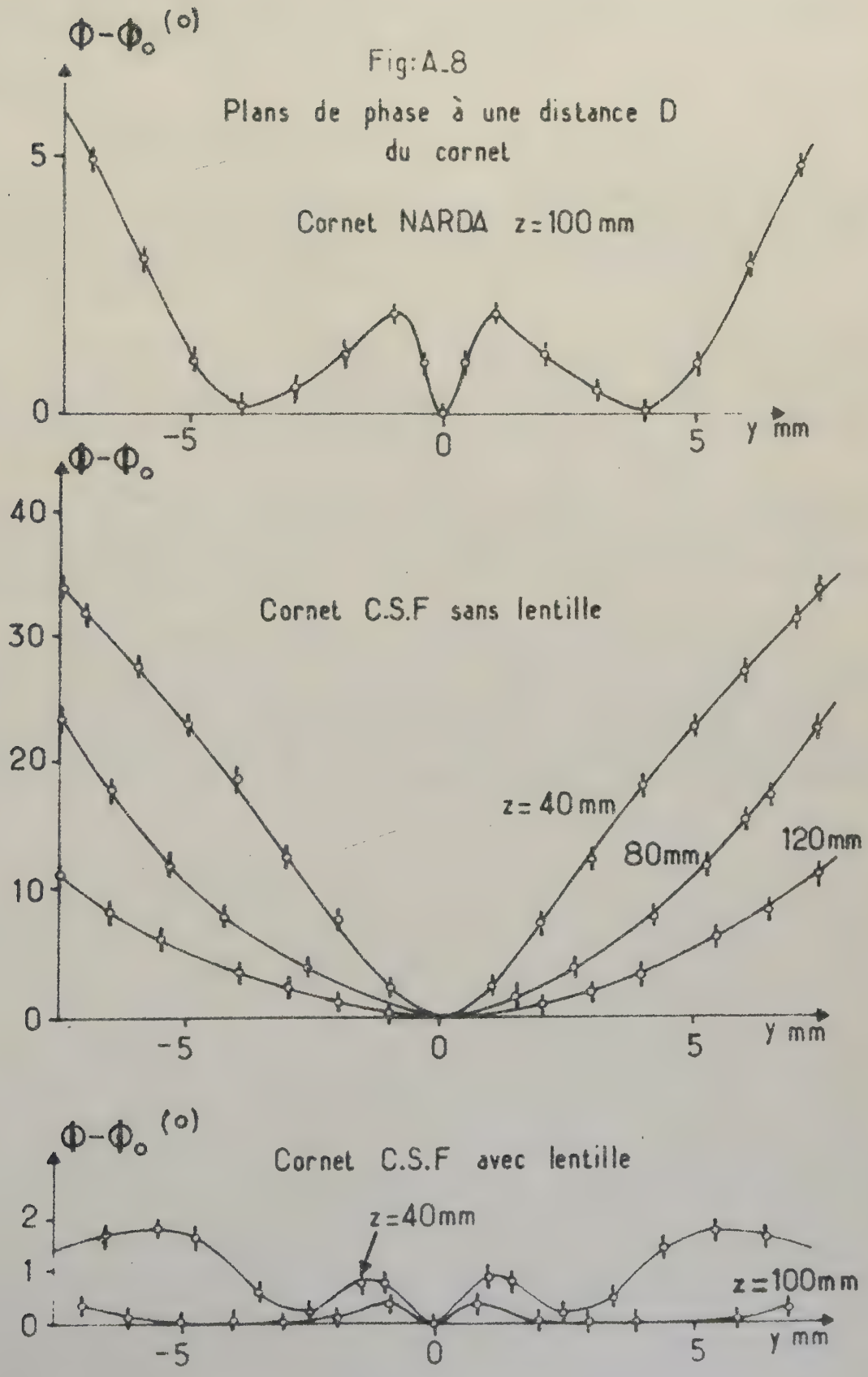


Fig A.7 BANC AUXILIAIRE DE MESURE DES PLANS DE PHASE

Fig:A_8

Plans de phase à une distance D du cornet



Nous avons préféré les cornets C.S.F. pour la réalisation de l'interféromètre, le principe des zones conduisant comme nous l'avons vu à un découplage supplémentaire avec l'échantillon.

CONCLUSION. -

Ces deux montages préliminaires nous ont permis :

1°) D'étudier qualitativement et quantitativement la répercussion des réflexions multiples consécutives au passage de la propagation guidée à la propagation à l'air libre (interactions cornets-échantillon) et de proposer des solutions (lentilles de découplage et de concentration , échantillon incliné).

2°) De mettre en évidence des épaisseurs anti-reflets et reflets pour lesquelles les phases transmises et réflechies ont même valeur que s'il y avait une seule traversée ou une seule réflexion sur la face avant. Ainsi les distances cornets échantillons auront intérêt à être anti-reflets et ceci nous conduira à adopter un cornet mobile comme déphaseur.

La ligne de mesure pourra alors être remplacée avantageusement par une jonction hybride utilisée en mélangeur {Pa-2} , ce qui assurera un meilleur découplage entre les bras de mesure et de référence. Pour la même raison, on utilisera comme séparateur un coupleur 3dB de préférence au Té (découplage de 36 dB au lieu de 5 dB pour le Té).

Ainsi, l'onde de référence sera bien définie et sa phase ne sera pas modifiée lorsque l'on introduit l'échantillon qui ramène une onde réfléchie (mesures par réflexion) jusqu'au niveau du séparateur. Il ne faut pas en effet que cette onde refléchie se retrouve après passage dans le séparateur , dans la voie de référence. Des unilignes (isolateurs unidirectionnels à ferrite) placés judicieusement complèteront ces précautions.

-:-:-:-:-:-

CHAPITRE A-2

INTERFEROMETRE DEFINITIF

Nous ne décrirons que la partie réflexion de l'interféromètre {Bo-2} , l'étude et la description de la partie transmission est faite dans la thèse de A. BOTTREAU {Bo-8} .

* * *

A-2-1. - ADAPTATION DE LA PARTIE EMISSION. -

Nous nous sommes rendus compte que ceci était fondamental si l'on voulait faire des mesures correctes. Si on ne considère que le coefficient de réflexion du cornet, on peut montrer qu'il n'est pas nécessaire qu'il soit nul (on a cependant intérêt à ce qu'il soit minimum pour avoir une énergie émise maximum).

Pour voir ce qui doit se passer lorsqu'on déplace un miroir métallique devant un cornet émetteur, faisons $r_{23} = -1$ et $r_{12} = r_o$ dans la formule (1) en négligeant les pertes par absorption ($\gamma = j\beta_o$ pour l'air) :

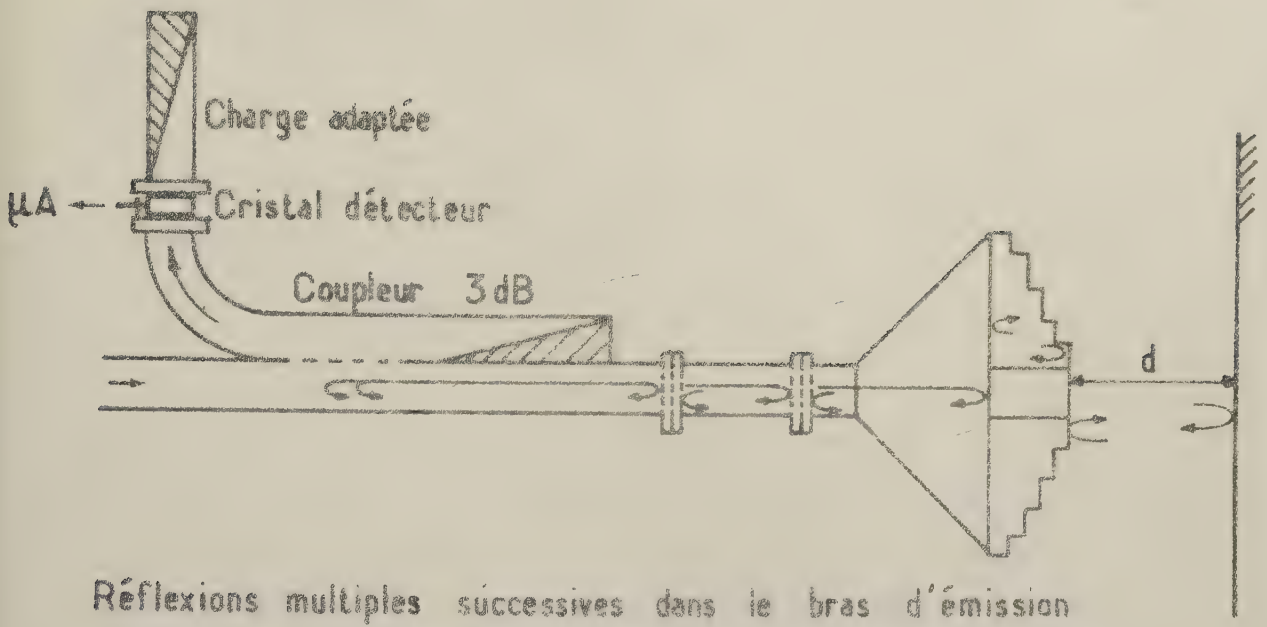
$$R_o = \frac{r_o \exp(j\beta_o z) - \exp(-j\beta_o z)}{\exp(j\beta_o z) - r_o \exp(-j\beta_o z)} = -\frac{(1-r_o)\cos\beta_o z - j(1+r_o)\sin\beta_o z}{(1-r_o)\cos\beta_o z + j(1+r_o)\sin\beta_o z} \qquad (7)$$

On doit donc avoir $|R_o|^2 = 1$ (8)

quel que soit r_o et quel que soit z lorsque l'on déplace un cornet émetteur-récepteur devant un miroir.

Expérimentalement, on ne trouve pas ce résultat car il y a d'autres réflexions internes jusqu'au détecteur (figure A-9 page suivante). Il se produit des réflexions multiples internes et des réflexions diverses entre les brides métalliques et la plaque court-circuit.

Aussi, au lieu de $|R_o|^2 = 1$, on relève des variations très importantes pouvant aller jusqu'à un T.O.S.T. infini.



Réflexions multiples successives dans le bras d'émission

Fig:A_9

Il est donc illusoire de vouloir mélanger à cette onde réfléchie une onde de référence pour faire des mesures interférométriques. L'adaptation de cette partie émission a dû être faite de proche en proche de la manière suivante :

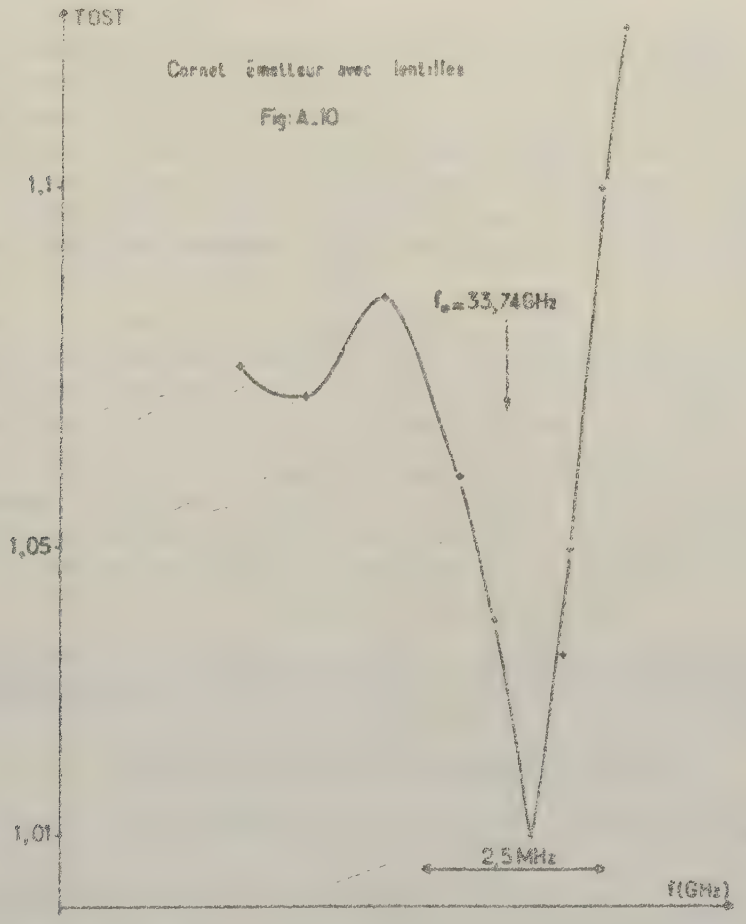
Nous avons déplacé progressivement un piston de court-circuit qui est monté d'abord le plus près possible du cristal détecteur puis qui est déplacé de proche en proche jusqu'au cornet émetteur. Nous avons ainsi vu l'importance: des contacts entre les brides, de leur alignement, de leur serrage, de la longueur des éléments de guides, autant de facteurs qui doivent conduire à réaliser une succession de taux d'ondes stationnaires aussi voisins de 1 que possible.

Pour le cornet émetteur, nous avons donc choisi le cornet C.S.F. avec sa lentille à correction de phase à zones de Fresnel. Sans lentille, le T.O.S.T. de l'un des cornets est de 1,025 , celui de l'autre est de 1,035 lorsqu'on déplace la plaque court-circuit. Avec les lentilles, ces T.O.S.T. sont supérieurs à 1,5. Le constructeur annonce une valeur inférieure à 1,15 lorsque l'émission se fait à l'air.

L'emploi d'un adaptateur d'impédance à plongeur mobile apporte une amélioration mais absorbe une énergie importante ; de plus, son réglage trop critique supporte mal les déplacements du cornet émetteur mobile. Cet essai a dû être abandonné.

Nous avons alors pensé à ajuster la fréquence pour avoir une épaisseur équivalente anti-reflets des différentes zones. Nous obtenons

une courbe très sélective du T.O.S.T. en fonction de la fréquence (figure A-10). Il existe donc une longueur d'onde privilégiée pour laquelle le cornet et sa lentille sont mieux adaptés.



La puissance émise par le cornet est absorbée par un anéchoïde très peu réfléchissant et incliné sur l'axe d'émission. Ce résultat n'est pas encore suffisant puisqu'en déplaçant le miroir métallique le T.O.S.T. est encore de 1,10.

Pour améliorer davantage le coefficient de réflexion propre des lentilles on intercale entre le cornet cylindrique et les lentilles zonées des disques de téflon d'épaisseurs variables. Empiriquement, nous avons trouvé deux disques d'épaisseur 1,7 et 1,8 mm . Superposés (figure A-6) ils abaissent le T.O.S.T. à 1,035 lorsqu'on déplace le miroir réflecteur que l'on a doré pour qu'il ne s'oxyde pas.

Ce résidu d'ondes parasites dû à des réflexions multiples à divers niveaux que l'on décèle lorsque l'on déplace le cornet émetteur devant un miroir a pu être compensé par un bras d'adaptation (figure A-11). Ce bras est constitué d'un coupleur directif 20 dB (qui prélève une faible partie de l'onde émise par le klystron), d'un déphaseur et d'un atténuateur variable.

Des réflexions diverses se produisent dans ce bras au niveau des différentes brides et des différents éléments. L'atténuateur et le déphaseur permettent alors de fabriquer une onde du même type que le résidu d'ondes parasites à éliminer. Une jonction hybride L.T.T. 6 T 61 en assure le mélange. Il faut noter que l'atténuateur doit attenuer suffisamment , le niveau des réflexions multiples à compenser étant très faible, ce qui revient à dire que les diverses impédances ramenées correspondent à des réflexions de faibles niveaux.

Pour conserver tous les réglages , il a été nécessaire de réaliser une stabilisation de fréquence que nous décrirons par la suite. On arrive alors à avoir régulièrement un T.O.S.T. de 1,02 (et parfois moins) pour un déplacement du miroir de quelques longueurs d'onde .

Enfin, un tuyau en lucoflex, diamètre intérieur : 120 mm , tapissé intérieurement d'absorbant anéchoïde de 20 mm (Sté Industrielle du Ternois) permet au cornet émetteur de travailler tout au cours de son déplacement dans les mêmes conditions d'adaptation. Il absorbe les rayons parasites réfléchis hors de l'axe principal de propagation.

A-2-2. - UTILISATION D'UN CORNET EMETTEUR-RECEPTEUR MOBILE POUR LA MESURE INTERFEROMETRIQUE DE LA PHASE ET DE L'ATTENUATION D'UNE ONDE. -

A-2-2-1. - Description de la méthode de mesure. -

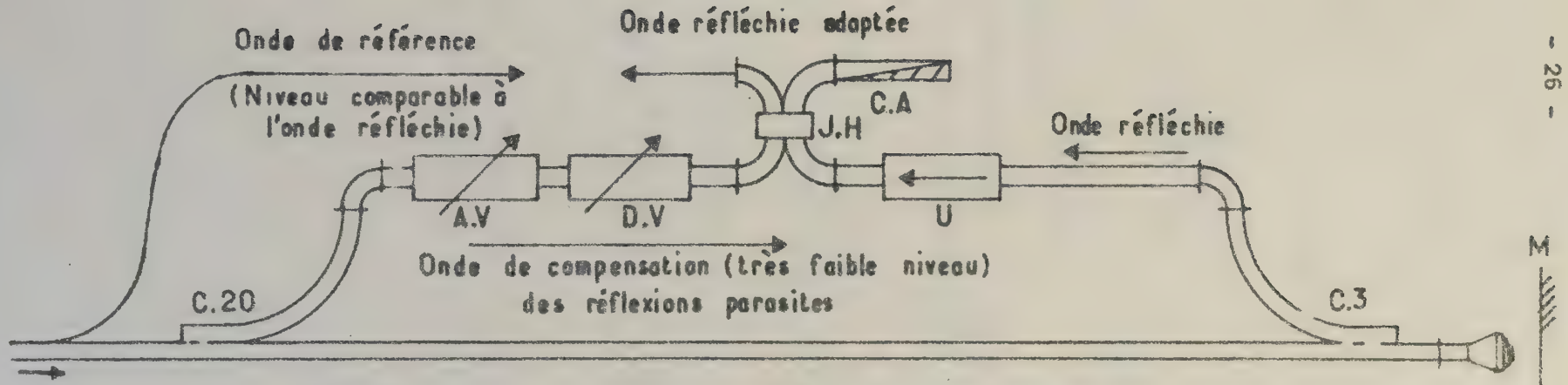
Il s'agit d'une méthode de zéro qui se fait en deux temps :

1°- Mesure de référence (sans échantillon)

Si l'on déplace le cornet émetteur-récepteur (figure A-12) devant le miroir M, on relève une variation sinusoïdale de la tension détectée obtenue par mélange de l'onde réfléchie et de l'onde de référence.

On règle alors l'atténuateur AV monté dans la branche de référence pour que les minima soient nuls.

Soit z_1 la distance du cornet émetteur au miroir que l'on repère par un double pointé $z_1 + \delta z_1$ et $z_1 - \delta z_1$ correspondant à une tension



U : Uniligne

C.20 : Coupleur 20 dB

C.A : Charge adaptée

J.H : Jonction hybride

A.V : Atténuateur variable

C.3 : Coupleur 3 dB

D.V : Déphaseur variable

Fig:A_11 SCHEMA DU BRAS D'ADAPTATION DE LA BRANCHE EMISSION

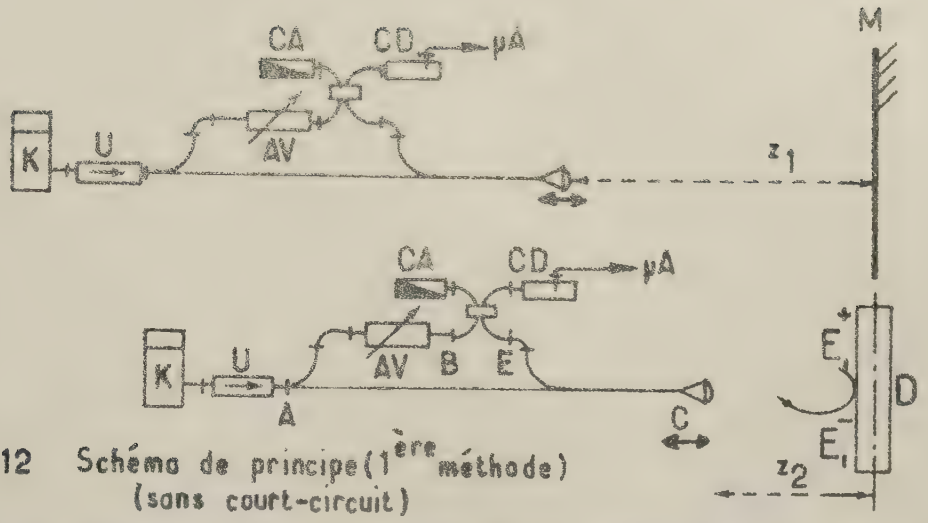


Fig:A_12 Schéma de principe (1ère méthode)
(sans court-circuit)

CA: charge adaptée CD: cristal détecteur AV: atténuateur variable calibré
(le bras d'adaptation de la figure A_11 n'est pas représenté)

détectée U_1 de valeur suffisamment faible pour que l'on soit dans la zone de détection quadratique. On trouvera, figure A-13, la courbe de détection des cristaux utilisés.

2°- Mesure en présence de l'échantillon

Pour retrouver le minimum nul on doit atténuer l'onde de référence et déplacer le cornet émetteur-récepteur d'une quantité :

$$\Delta z = z_1 - z_2$$

où z_2 est mesuré comme z_1 par double pointé $z_2 + \delta z_2$ et $z_2 - \delta z_2$ correspondant à la même tension détectée U_1 (figure A-14).

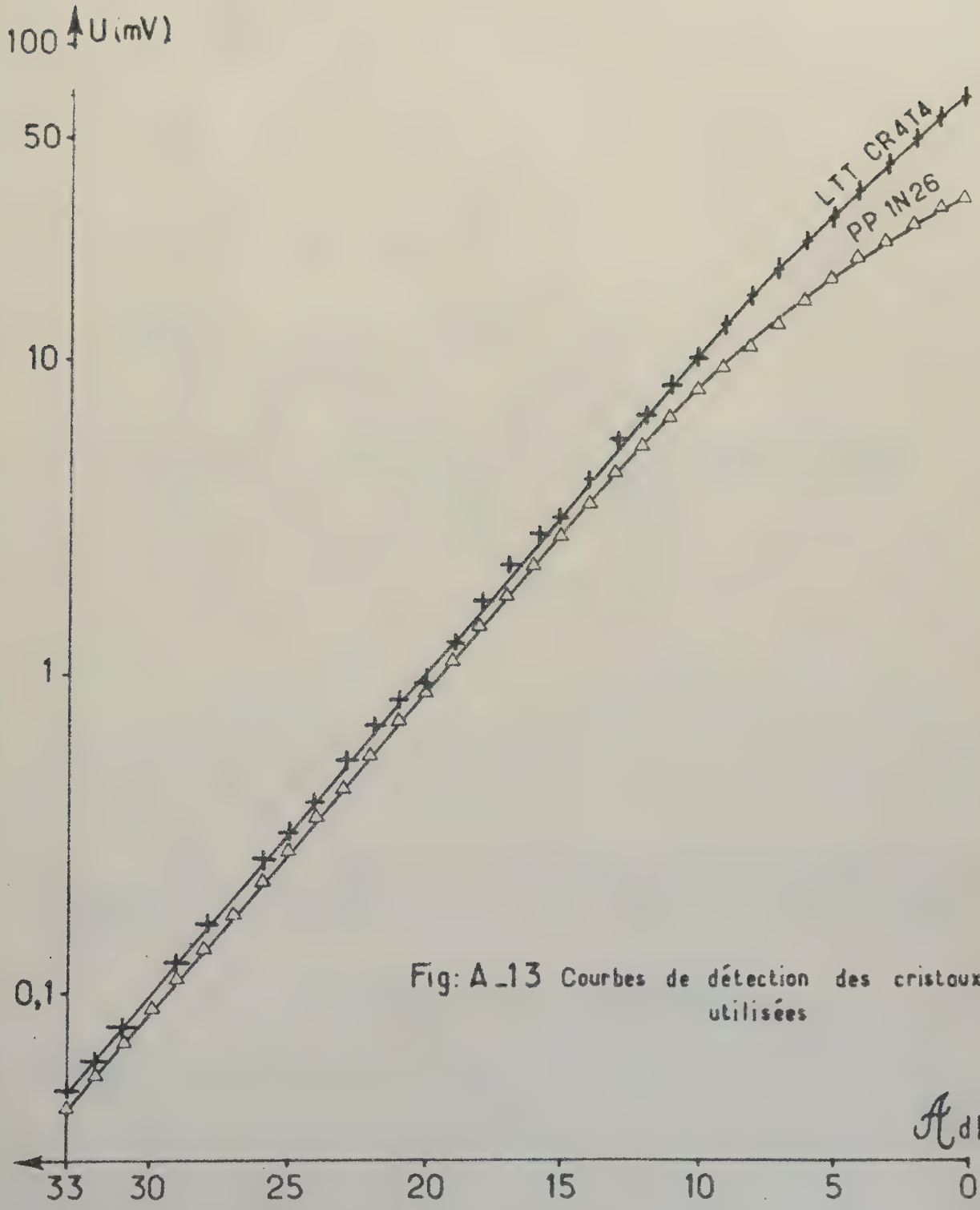


Fig: A_13 Courbes de détection des cristaux utilisées

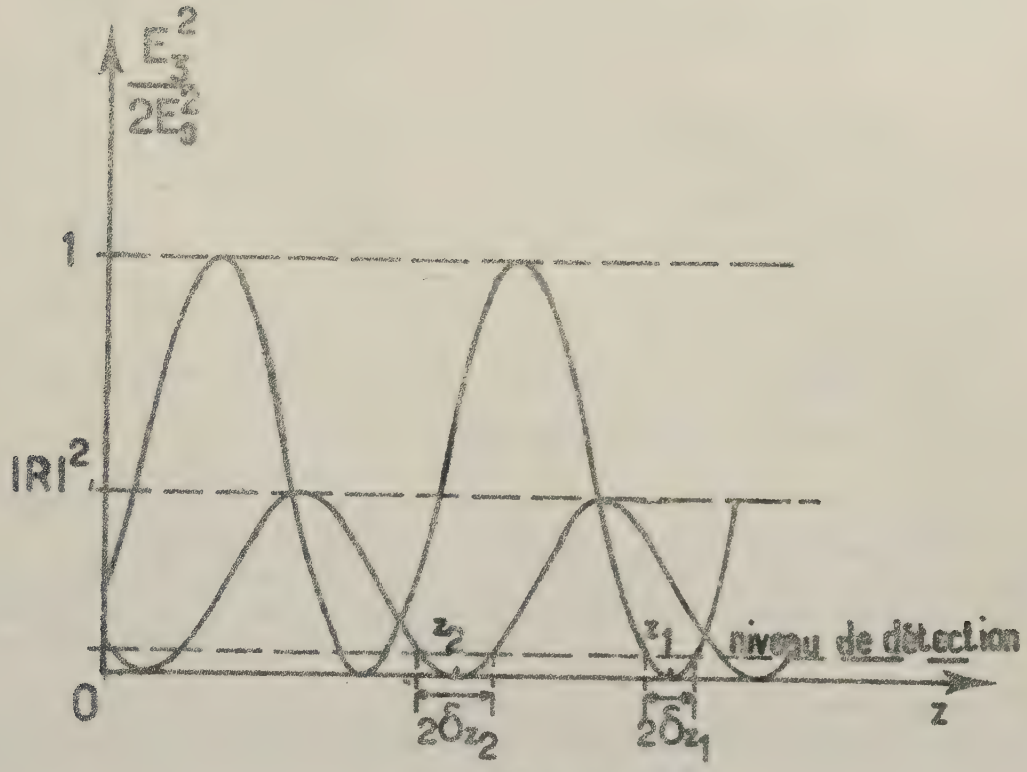


Fig:A_14

Voyons maintenant comment, à partir des mesures de Δz , δz_1 et δz_2 , nous pouvons remonter au coefficient de réflexion de l'échantillon (en phase et en module).

Pour celà, il faut établir les expressions dans la zone de détection quadratique des tensions détectées. Ces tensions sont produites par le mélange de l'onde réfléchie et de l'onde de référence dans la jonction hybride.

A-2-2-2. - Expression des tensions détectées. -

Il faut faire intervenir le fonctionnement de la jonction hybride (Figure A-15).

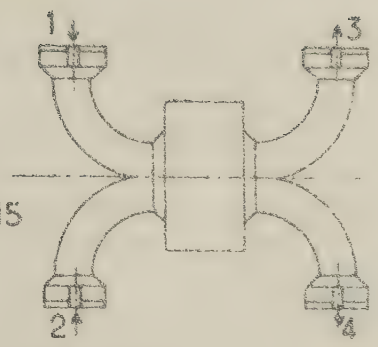


Fig:A_15

Jonction hybride L.T.T. 6T61

Les ondes arrivant à l'entrée de la jonction hybride sont de la forme :

$$\begin{cases} e_1 = E_1 \cos(\omega t - \psi_o) \\ e_2 = E_2 \cos(\omega t - \psi) \end{cases}$$

$\psi_o = \frac{2\pi}{\lambda_g} G_o$ est le déphasage introduit par le bras de référence de longueur G_o = AB (figure A-12).

et $\psi = \frac{2\pi}{\lambda_g} G + \frac{2\pi}{\lambda_o} (2\ z\ )$ déphasage introduit par le bras de mesure de longueur G = AC + CE (figure A-12) et le chemin à l'air libre.

La jonction hybride est telle que l'onde arrivant en (1) se divise en deux ondes de puissances égales(3 dB)suivant les bras (3) et (4) mais déphasées de $\pi/2$ l'une par rapport à l'autre. Même chose pour une onde issue de (2) mais déphasage en sens inverse.

Il en résulte dans le cas d'une détection quadratique en introduisant le coefficient numérique $1/\sqrt{2}$ sur les champs électriques (3 dB) {Pa-2} :

$$e_3 = \frac{E_1}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - \psi_o) + \frac{E_2}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - \psi - \frac{\pi}{2})$$

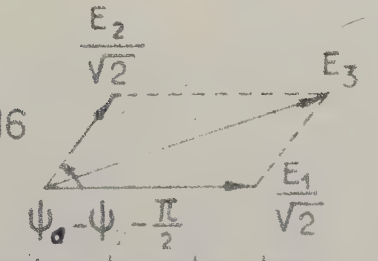


Fig:A_16

Composition des ondes dans une jonction hybride.

Ce qui donne, en faisant le diagramme vectoriel (figure A-16) :

$$E_3^2 = \frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_1 E_2 \sin(\psi_o - \psi)$$

On pourrait gagner en sensibilité en plaçant un deuxième cristal en (4) mais il faudrait faire un tri et surveiller leurs vieillissements qui ne seraient pas forcément identiques.

Nous avons préféré pointer les écarts δz avec un seul cristal et placer en (4) une charge adaptée. La sensibilité du microvoltmètre GM 6020 PHILIPS(100µV à pleine échelle) est suffisante pour pouvoir utiliser de façon optimum la précision de mesure des déplacements à l'aide du comparateur.

Les excédents fractionnaires (inférieurs à $\lambda_o/2$) sont mesurés avec une précision limite de ±15' pour des échantillons très réfléchissants.

1°- Mesure de référence :

On règle $E_1 = E_2 = E_o$ à l'aide de l'atténuateur placé dans la branche de référence.

Donc $$E_3^2 = E_o^2 \left[1 + \sin (\psi_o - \psi_1) \right]$$ (Figure A-17)

Lorsque z varie , la tension détectée sera donc sinusoïdale et de période $\lambda_o/2$ tant que l'on reste dans le domaine de détection quadratique. Avec une origine convenable, elle est donc de la forme :

$$U = 2 K_D E_o^2 \sin^2 \beta_o z$$

K_D = Constante de détection.

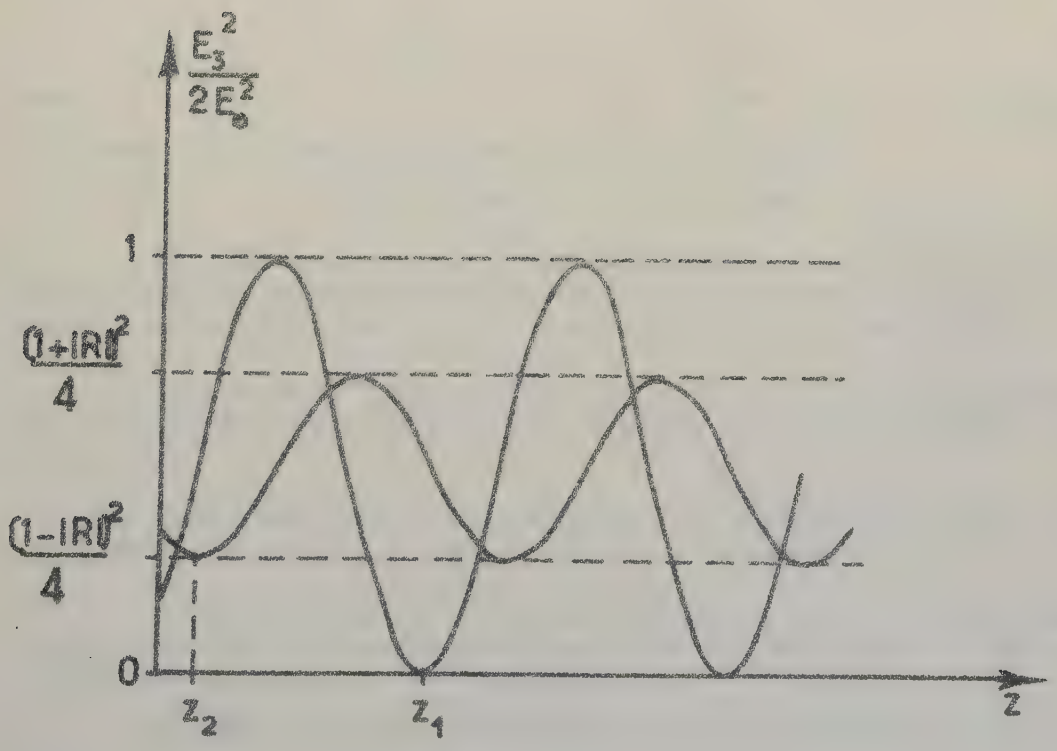


Fig: A_17

2°- Mesure en présence de l'échantillon :

L'amplitude de l'onde réfléchie est diminuée et déphasée

$$E_2 = |R| E_o \quad \text{avec} \quad |R| < 1$$

d'où :

$$E_3^2 = \frac{E_o^2}{2} \left[1 + |R|^2 + 2|R| \sin (\psi_o - \psi_2)\right] \quad \text{(Figure A-17)}$$

La tension détectée varie entre $K(1- |R|)^2 \frac{E_o^2}{2}$ et $K(1+ |R|)^2 \frac{E_o^2}{2}$

A-2-2-3. - Calcul du coefficient de réflexion en phase et en module à partir des tensions détectées. -

1°- Phase :

Le déphasage $\Delta\psi$ introduit par l'échantillon lorsqu'on le met en place est donné par le décalage entre les deux tensions détectées (distance entre les deux minima par exemple) :

$$\boxed{\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2 = 2 \beta_o \Delta z} \qquad (9)$$

avec $\Delta z = z_1 - z_2$ $\Delta z > 0$ si $z_1 > z_2$ c'est-à-dire si on se rapproche de l'échantillon lorsque ce dernier est mis en place.

$\Delta z < 0$ dans le cas contraire.

En utilisant dans la branche de référence un atténuateur qui ne déphase pas, on pourra ajuster l'amplitude de l'onde de référence de façon à égaler celle réfléchie par le diélectrique pour ce 2ème pointé.

La mesure de Δz se ramènera donc à la mesure du déplacement d'un zéro (figure A-14) ce que l'on fait par les deux doubles pointés $z_1 \pm \delta z_1$ et $z_2 \pm \delta z_2$.

Nous avons choisi un atténuateur calibré PHILIPS (PP 4I50 Q) qui n'introduit aucun déphasage entre 0 et 54 dB (figure A-18)

Le déplacement Δz du cornet émetteur-récepteur se fait sur un chariot dont la réalisation mécanique très soignée permet des mesures à ± 5/1000 de mm (soit ≃ 15' sur $\Delta\psi$).

Les déplacements sont mesurés par un comparateur associé à un oculaire.

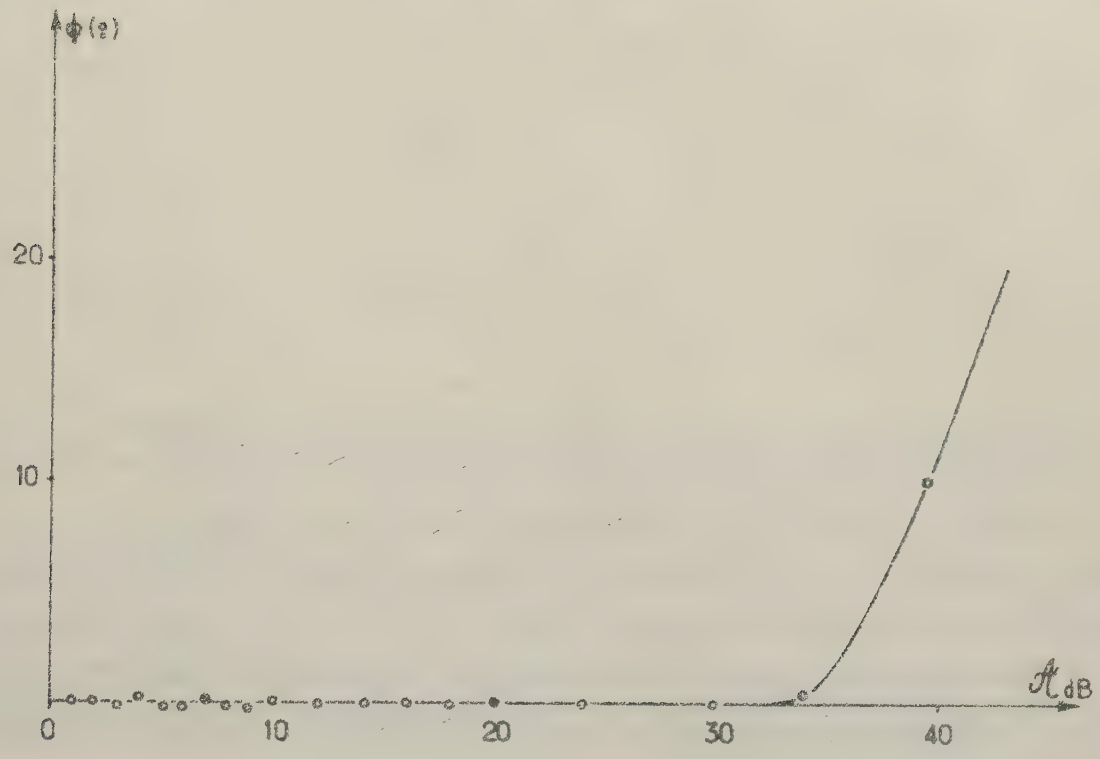


Fig: A_18

Pour ne pas avoir à déplacer l'ensemble du montage on utilise un guide souple constitué par deux grandes longueurs de guide (150 cm, Figure A-19) dont la flexion n'apporte pas de déphasage parasite jusqu'à des Δz de l'ordre de la longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas des guides souples commerciaux. Nous avons préféré assurer le déplacement du cornet plutôt que celui de l'échantillon ou du miroir pour des raisons de précision de guidage d'une part, et aussi pour pouvoir faire des mesures consécutives transmission - réflexion. Il est possible d'utiliser des dimensions importantes pour le miroir et l'échantillon quand ils sont fixes. On évite ainsi toute possibilité de diffraction. Nous verrons par la suite que l'utilisation d'un dispositif focalisant permet de réduire d'un facteur 20 les dimensions.

2°. - Mesure du module du coefficient de réflexion :

Utiliser l'atténuateur calibré placé dans la branche de référence

pour obtenir des minima nuls lorsque l'échantillon est en place, revient à faire $E_1^2 = |R|^2 E_o^2$; donc :

$$E_3^2 = 2 |R|^2 E_o^2 \sin^2 \beta_o z$$

Si on retrouve la même tension détectée $U = U_1$ pour les deux écarts δz_1 et δz_2 autour de z_1 et de z_2 , on aura (Figure A-14) :

$$2 E_o^2 \sin^2 (\beta_o \delta z_1) = 2 |R|^2 E_o^2 \sin^2(\beta_o \delta z_2)$$

Soit :

$$\boxed{|R|^2 = \frac{\sin^2 (\beta_o \delta z_1)}{\sin^2 (\beta_o \delta z_2)}} \qquad (10)$$

Notons que l'atténuateur calibré donne $|R|^2$ en dB mais avec une précision moindre que celle obtenue par ce procédé interférométrique.

En résumé, deux doubles pointés de z_1 et z_2 seront suffisants pour $\Delta\psi$ et $|R|^2$. La seule restriction imposée est que la tension U_1 corresponde aux écarts δz_1 et δz_2 soit dans le domaine de détection quadratique ce qui est très réalisable en utilisant par exemple un microvoltmètre.

Intérêt des mesures interférométriques par déplacement de cornet :

Nous avons insisté au début de ce chapitre sur la nécessité d'une adaptation aussi parfaite que possible du bras émetteur-récepteur. Dans le cas où un très faible résidu d'ondulations subsisterait, le cornet mobile permet de régler z_1 de façon que la puissance réfléchie par le miroir soit maximum ($z_1 = K \frac{\lambda_o}{2}$). On réalise alors le zéro interférométrique et on mesure $\Delta z = z_1 - z_2$ qui correspond au déplacement du train d'onde stationnaire quand on met en place l'échantillon.

A-2-3. - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (Ière Méthode). -

A-2-3-1. - Principe. -

Cette première méthode consiste à retirer le miroir M qui était

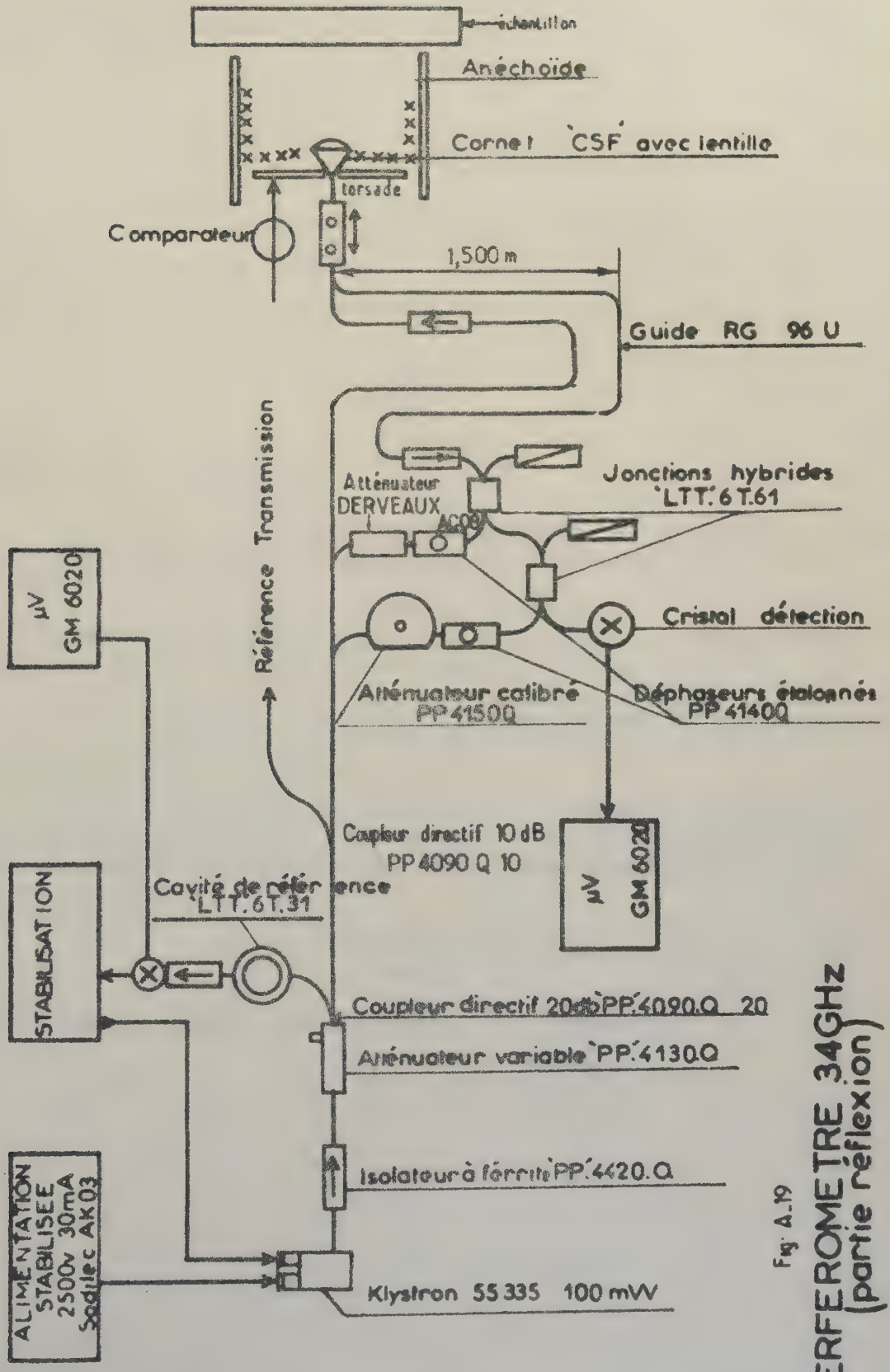


Fig. A.19

INTERFEROMETRE 34 GHz (partie réflexion)

à une distance z_1 du cornet émetteur - récepteur et de mettre en place l'échantillon de telle sorte que son plan médian soit à la même distance z_1 du cornet (Figure A-12).

Dans ces conditions :

$$\Delta\psi = 2\,\beta_o\,\Delta z = \psi - 2\,\beta_o\left(\frac{\ell}{2}\right) + \pi \qquad (11)$$

où ψ est le déphasage entre l'onde incidente E_1^+ comptée sur la face d'entrée et E_1^- l'onde inverse (somme des ondes réfléchies) au même endroit. Autrement dit, il s'agit de la phase du coefficient de réflexion que l'on peut écrire sous la forme :

$$R = |R|\, e^{-j\psi} = \frac{E_1^-}{E_1^+}$$

π : traduit l'avance de phase sur le miroir ;
ℓ : épaisseur de l'échantillon.

Il faut maintenant établir des relations entre les parties réelles et imaginaires (ε' et ε'') de la permittivité et le module et l'argument du coefficient de réflexion.

Les relations obtenues sont transcendantes et ont nécessité la réalisation de tables à partir de calculs à la machine.

A-2-3-2. - Formules relatives à la première méthode (miroir enlevé lorsque l'échantillon est en place. -

Il s'agit de trouver une relation entre la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité relative (ε' et ε'') et la phase et le module du coefficient de réflexion dont l'expression générale est donnée par la relation :

$$R = \frac{r\left[1 - \exp(-2\gamma\ell)\right]}{1 - r^2 \exp(-2\gamma\ell)} \qquad (12)$$

formule obtenue en faisant dans la relation (1), page 12 :

$$r_{12} = -r_{23} = r = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}}{1 + \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}}$$

Autre méthode :

On calcule directement par la méthode des reports d'impédances (figure A-20) :

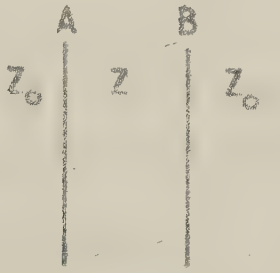


Fig:A_20

$$z_A = \frac{Z_A}{Z} = \frac{\frac{Z_B}{Z} + \text{th } \gamma \ell}{1 + \frac{Z_B}{Z} \text{ th } \gamma \ell}$$

$$R = \frac{z - 1}{z + 1} \quad \text{où} \quad z = \frac{Z_A}{Z_o} .$$

En remplaçant dans la relation précédente et en faisant $Z_B = Z_o$ et $z_o = \frac{1}{y_o} = \frac{1 + r}{1 - r}$:

$$R = \frac{(z_o - y_o) \text{ th } \gamma \ell}{2 + (z_o + y_o) \text{ th } \gamma \ell} = \frac{r \left[1 - \exp(-2 \gamma \ell)\right]}{1 - r^2 \exp(-2 \gamma \ell)}$$

Il faut maintenant déduire la phase et le module du coefficient de réflexion en séparant parties réelle et imaginaire de cette expression .

Diélectrique peu absorbant : $\gamma = j\beta$

r peut être considéré comme réel : $r_o = \frac{1 - n}{1 + n}$ avec $n = \frac{\beta}{\beta_o} = \frac{\lambda_o}{\lambda}$

$$R_o = \frac{j \frac{1-n^2}{2n} \sin \beta \ell}{\cos \beta \ell + j \frac{1+n^2}{2n} \sin \beta \ell} = |R|_o \, e^{-j\psi} \qquad (13)$$

soit :

$$|R_o|^2 = \frac{\frac{(1-n^2)^2}{4n^2} \sin^2 \beta \ell}{1 + \frac{(1-n^2)^2}{4n^2} \sin^2 \beta \ell} \qquad (14)$$

et :

$$\text{tg } \psi_o = - \frac{2n}{1+n^2} \text{ cotg } \beta \ell \qquad (15)$$

Remarque : Pour la transmission on trouverait à partir de :

$$T_o = \frac{1}{\cos \beta \ell + j \frac{1+n^2}{2n} \sin \beta \ell} = |T_o| \, e^{-j\phi_o} \quad \text{que } \operatorname{tg} \phi_o = \frac{1+n^2}{2n} \operatorname{tg} \beta\ell = -\frac{1}{\operatorname{tg} \psi_o}$$

d'où la relation :

$$\boxed{\psi_o = \phi_o - \frac{\pi}{2} \quad (\pm K\pi)} \qquad (16)$$

entre les phases des ondes transmises et réfléchies dans le cas d'un diélectrique non absorbant.

A cette relation entre les phases on associera $\boxed{|T_o|^2 + |R_o|^2 = 1}$ entre les modules.

Diélectrique absorbant :

$$r = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}}{1 + \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''}} \quad \text{avec } \varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \; ; \; \varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2} \qquad (17)$$

puisque la constante de propagation s'écrit : $\gamma^2 = (\alpha + j\beta)^2 = -\beta_o^2(\varepsilon' - j\varepsilon'')$

r est donc de la forme :

$$r = \frac{1-n + j\frac{\alpha}{\beta_o}}{1+n - j\frac{\alpha}{\beta_o}} = \frac{\beta_o - \beta + j\alpha}{\beta_o + \beta - j\alpha} \qquad (18)$$

En remplaçant r par cette valeur et γ par $\alpha + j\beta$ dans la relation (12) on peut mettre R sous la forme :

$$R = \frac{N + j\,N'}{D + j\,D'} = |R| \exp(-j\psi)$$

avec :

$$N = (\beta_o^2 - \beta^2 + \alpha^2)\left[1 - \exp(-2\alpha\ell)\cos 2\beta\ell\right] - 2\alpha\beta \exp(-2\alpha\ell) \sin 2\beta\ell$$

$$N' = 2\alpha\beta\left[1 - \exp(-2\alpha\ell)\cos 2\beta\ell\right] + (\beta_o^2 - \beta^2 + \alpha^2) \exp(-2\alpha\ell) \sin 2\beta\ell$$

$$D = (\beta_o+\beta)^2 - \alpha^2 - \left[(\beta_o-\beta)^2 - \alpha^2\right] \exp(-2\alpha\ell)\cos 2\beta\ell - 2\alpha(\beta_o-\beta)\exp(-2\alpha\ell)\sin 2\beta\ell$$

$$D' = -2\alpha(\beta_o+\beta) - 2\alpha(\beta_o-\beta) \exp(-2\alpha\ell) \cos 2\beta\ell + \left[(\beta_o-\beta)^2 - \alpha^2\right] \exp(-2\alpha\ell) \sin 2\beta\ell$$

L'exploitation de ces relations nécessite un calcul numérique que l'on a fait à l'ordinateur. On calcule le module et l'argument par les relations :

$$|R|^2 = \frac{N^2 + N'^2}{D^2 + D'^2}$$

$$\psi = - \text{Arc tg } \frac{N'}{N} + \text{Arc tg } \frac{D'}{D} \qquad (19)$$

où N, N', D et D' ont les valeurs ci-dessus.

On remarquera que ces formules sont indépendantes de la longueur d'onde puisque l'on peut multiplier numérateur et dénominateur par λ_o^2 et poser les valeurs réduites : $\alpha' = \alpha \lambda_o$; $\beta' = \beta \lambda_o$ et $\ell' = \frac{\ell}{\lambda_o}$

Donnons l'allure des courbes de variation pour des cas simples :

$$\varepsilon' = 3{,}5 \quad ; \quad \varepsilon'' = 0 \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = 0{,}3$$

Graphes :

Diélectrique peu absorbant : $\psi_o = \text{Arc tg } (- \frac{2n}{1+n^2} \text{ cotg } \beta\ell) = - \frac{\pi}{2} + \phi_o$ (Kπ près)

où ϕ_o est le déphasage subi par l'onde transmise .

ψ_o ondule autour de la droite $\psi_{oo} = - \frac{\pi}{2} + \beta\ell$ (à Kπ près) (20)

Nous donnons (figure A-21) le graphe de $\psi_o = - \frac{\pi}{2} + \beta\ell$ (à Kπ près)

Cependant, nous pouvons remarquer qu'en toute rigueur, la phase ψ_o de la résultante subit des discontinuités de π (donc pas visibles dans cette formule donnée à Kπ près).

En effet, d'après la formule (1), le premier vecteur réfléchi, qui subit d'ailleurs une avance de π est supérieur ou égal à la somme de tous les autres (figures A-3 et A-22). Par conséquent, la résultante sera toujours du même côté du demi plan contenant ce premier vecteur et lorsque $\beta\ell$ vaut π , 2π , 3π ..... elle subit des sauts de π .

Quant à $|R|^2$, il varie sinusoïdalement entre 0 et $\frac{1}{1 + \frac{4n^2}{(1-n^2)^2}}$

$\varepsilon' = 3{,}5$

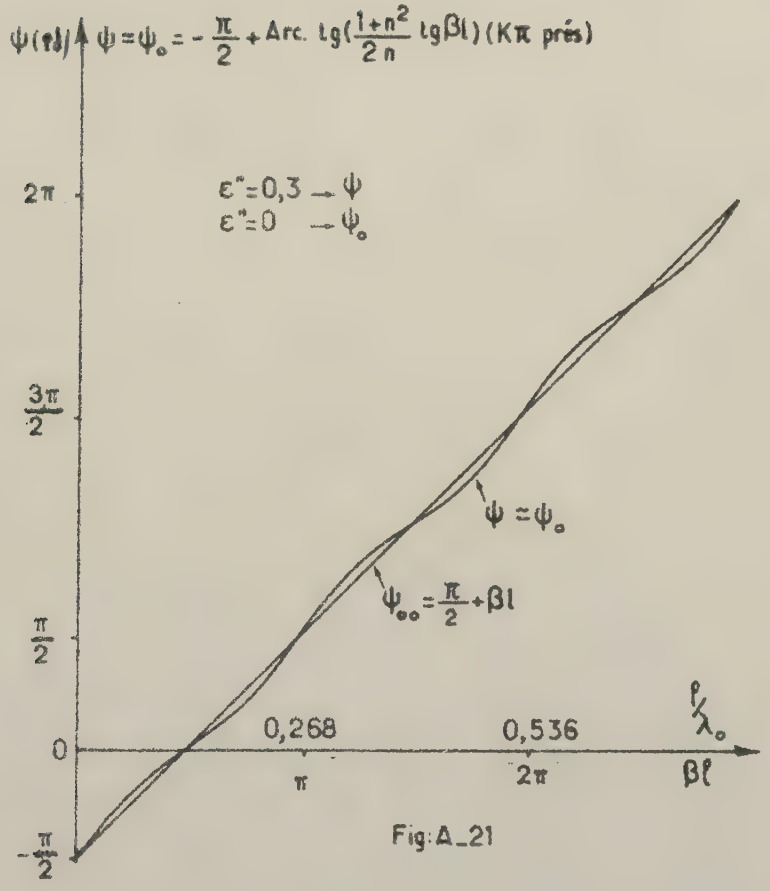


Fig: A_21

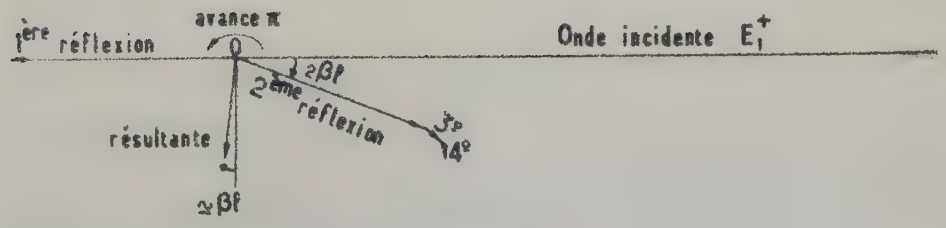


Fig: A_22

Diélectrique absorbant :

ψ est pratiquement confondu avec ψ_o (Figure A-21) alors que $|R|^2$ diffère notablement de $|R_o|^2$ (Figure A-23)

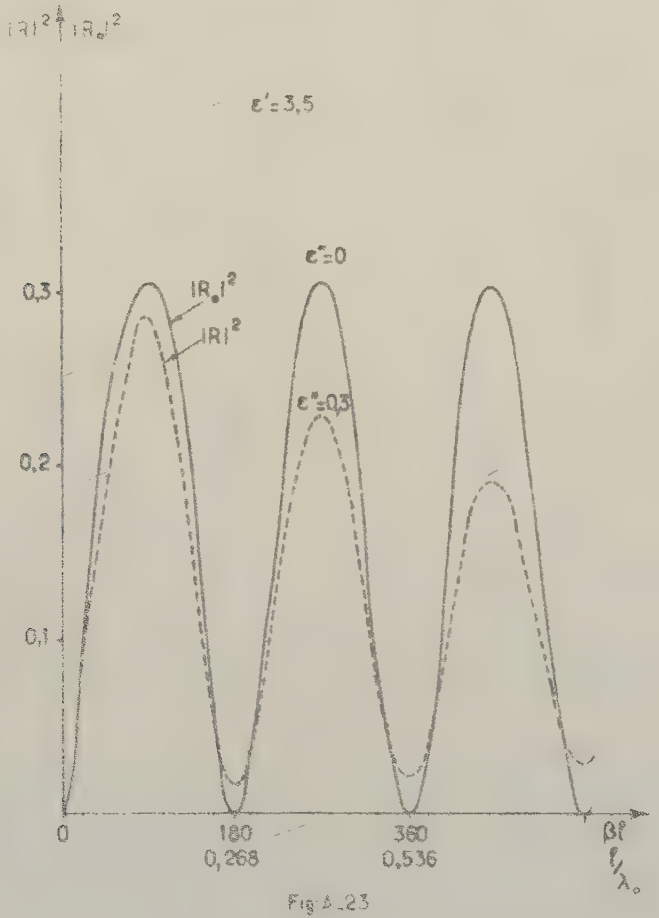


Fig A-23

Nous donnons (Figures A-24 et A-25) des exemples de graphes de $|R|^2$ en fonction de ε' et de ε'' .

A-2-3-3. - Détermination de ε' et ε'' . -

Valeurs approchées de l'indice n :

En égalant la valeur de ψ déduite de la relation(11) à la valeur moyenne ψ_{oo} donnée par la relation (20) on a :

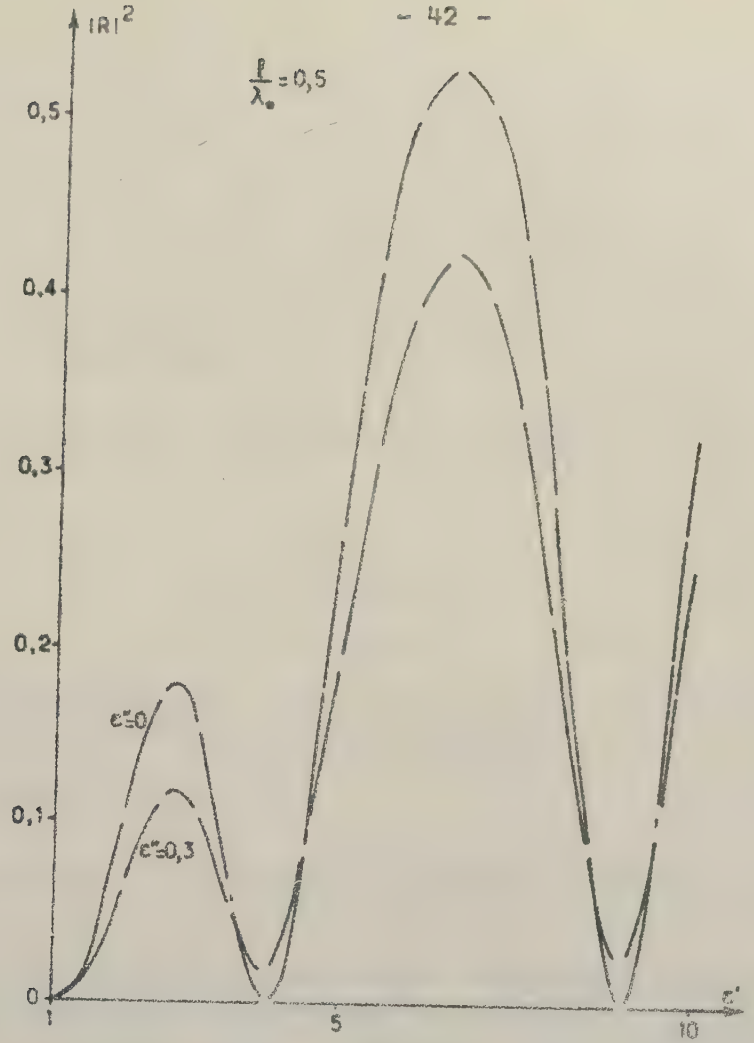


Fig:A.24

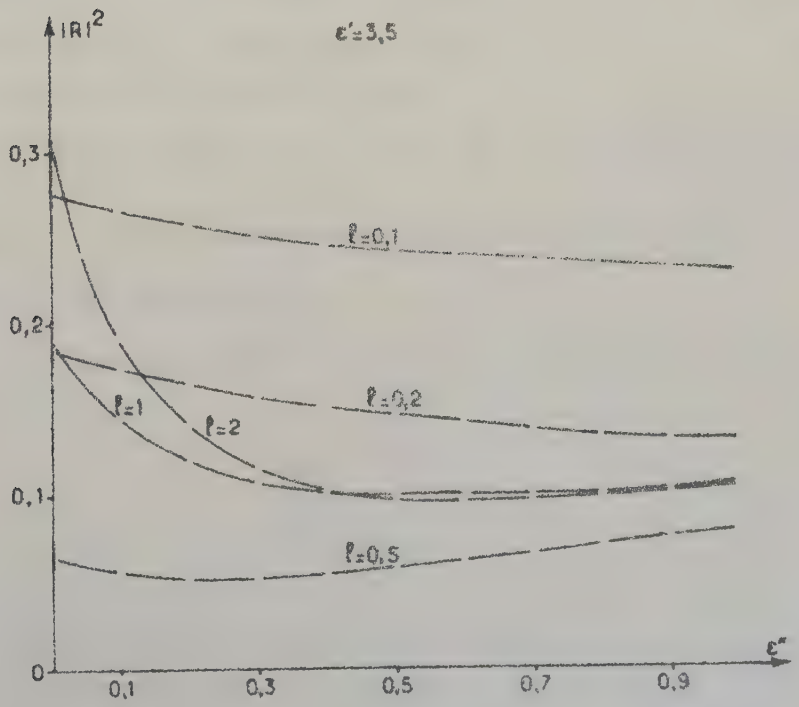


Fig:A.25

$$2\beta_o\left(\Delta z + \frac{\ell}{2}\right) - \pi + K\pi = -\frac{\pi}{2} + \beta\ell$$

soit :

$$\boxed{n \simeq 1 + \frac{2\Delta z}{\ell} + (2K-1)\frac{\lambda_o}{4\ell}} \qquad (21)$$

où $\Delta z > 0$ si on se rapporche du diélectrique

$\Delta z < 0$ si on s'en éloigne

Exemple : Pour un échantillon d'épaisseur $\ell = 0{,}45\ \lambda_o$, on mesure $\Delta z = 0{,}278\ \lambda_o$ et $|R|^2 = 0{,}16$.

soit :

$n = 1{,}68$ pour $K = 0$

$n = 2{,}79$ pour $K = 1$ etc ...

L'indétermination pourra être levée par une deuxième mesure (deuxième méthode de réflexion décrite ci-après).

Valeurs exactes de ε' et ε'' :

Celà exige la résolution du système d'équations transcendantes (19).

Pour ne pas avoir à faire appel chaque fois à un ordinateur, nous avons tabulé une fois pour toutes ces formules.

Nous avons fait varier ε'' de 0 à 0,1 par sauts de 0,01 puis de 0,1 à 1 par sauts de 0,1 ceci pour un couple de valeurs $\varepsilon' = Cte$ et $\ell/\lambda_o = Cte$

ε' variant alors de 1,5 à 10 par sauts de 0,5

ℓ/λ_o variant de 0,1 à 2 par sauts de 0,05.

Pour chaque ensemble ε' , ε'' , $\frac{\ell}{\lambda_o}$, nous avons calculé $\frac{\Delta z}{\lambda_o}$ et $|R|^2$ correspondant. Donc, inversement, connaissant $\frac{\Delta z}{\lambda_o}$, $|R|^2$ et $\frac{\ell}{\lambda_o}$, nous obtenons ε' et ε'' en interpolant.

Pour l'exemple choisi l'utilisation des tables conduit à $\varepsilon' = 2{,}75$ et $\varepsilon'' = 0{,}2$.

MESURES DE RECOUPEMENTS - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (sans miroir - Ière méthode)

λ_o = 8,89 mm

Echantillon	Epaisseur (mm)	$\Delta z/\lambda_o$	$\|R\|^2$	ε'	ε''
Téflon	5,15 ± 0,01	+ 0,249 ± 0,001	0,092 ± 0,004	2,07 ± 0,01	< 0,01 ± 0,03
Plexiglas	2,02 ± 0,02	- 0,060 ± 0,002	0,118 ± 0,002	$2,59_5$ ± 0,01	$0,02_5$ ± 0,02
	2,74 ± 0,01	- 0,031 ± 0,002	0,000 ± 0,002	$2,60_5$ ± 0,04	non mesurable (anti-reflet)
	4,84 ± 0,02	- 0,216 ± 0,004	$0,10_5$ ± 0,01	2,59 ± 0,03	$0,02_3$ ± 0,02
	7,75 ± 0,02	+ 0,134 ± 0,005	$0,06_5$ ± 0,01	2,60 ± 0,04	$0,02_3$ ± 0,01
	9,32 ± 0,01	- 0,050 ± 0,003	0,16 ± 0,01	$2,59_5$ ± 0,03	$0,02_5$ ± 0,01
Lucoflex	3,01 ± 0,01	+ 0,244 ± 0,002	0,037 ± 0,002	2,75 ± 0,08	$0,02_8$ ± 0,03
	4,99 ± 0,01	- 0,020 ± 0,002	0,04 ± 0,01	$2,7_0$ ± 0,1	$0,02_6$ ± 0,02
	15,27 ± 0,02	+ 0,185 ± 0,005	0,14 ± 0,03	$2,76_5$ ± 0,04	0,01 ± 0,05
Bakélite	1,00 ± 0,01	- 0,065 ± 0,005	0,3 ± 0,2	3,90 ± 0,1	$0,2_4$ ± 0,2
	1,89 ± 0,01	- 0,038 ± 0,006	0,09 ± 0,05	$3,9_5$ ± 0,3	$0,3_0$ ± 0,2
	12,14 ± 0,01	+ 0,275 ± 0,005	0,14 ± 0,02	3,8 ± 0,5	$0,2_6$ ± 0,1

La période de l'onde détectée après mélange est de $\frac{\lambda_o}{2}$. Les valeurs de $\frac{\Delta z}{\lambda_o}$ sont donc à K 0,5 près.

On a porté dans ce tableau les résultats des mesures des excédents fractionnaires.-
Les précisions des pointés sont fonction de l'énergie réfléchie.

TABLEAU A-1

On donne, page précédente, un tableau de résultats de mesures, (Tableau A-1) obtenus par des échantillons commerciaux. La première série de mesures nous a permis de tester notre appareil et notre méthode de calcul (en multipliant en particulier les mesures pour différentes épaisseurs du même échantillon). Les valeurs trouvées sont en accord avec celles données par ailleurs {Li-1 ; Vo-1} compte tenu des incertitudes et aussi avec celles obtenues par transmission {Bo-8}.

A-2-4. - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (2ème Méthode). -

A-2-4-1. - Principe. -

Contrairement à la première méthode, on laisse le court circuit quand l'échantillon est introduit à une distance d en avant du miroir (Figure A-26). Cette deuxième méthode est plus riche en possibilités que la première puisque cette distance d est a priori quelconque.

Le déphasage $\Delta\psi_c$ introduit par l'échantillon vaut :

$$\Delta\psi_c = 2\,\beta_o\,\Delta z = \psi_c - 2\,\beta_o\,(\ell+d) + \pi \qquad (22)$$

où ψ_c est la phase du coefficient de réflexion R_C de l'ensemble échantillon plus miroir.

$$R_C = |R_C|\, e^{-j\psi_c} = \frac{E_1^-}{E_1^+}$$

E_1^+ désigne l'onde directe sur la face d'entrée de l'échantillon et E_1^-, l'onde inverse (somme des ondes réfléchies) comptée au même endroit.

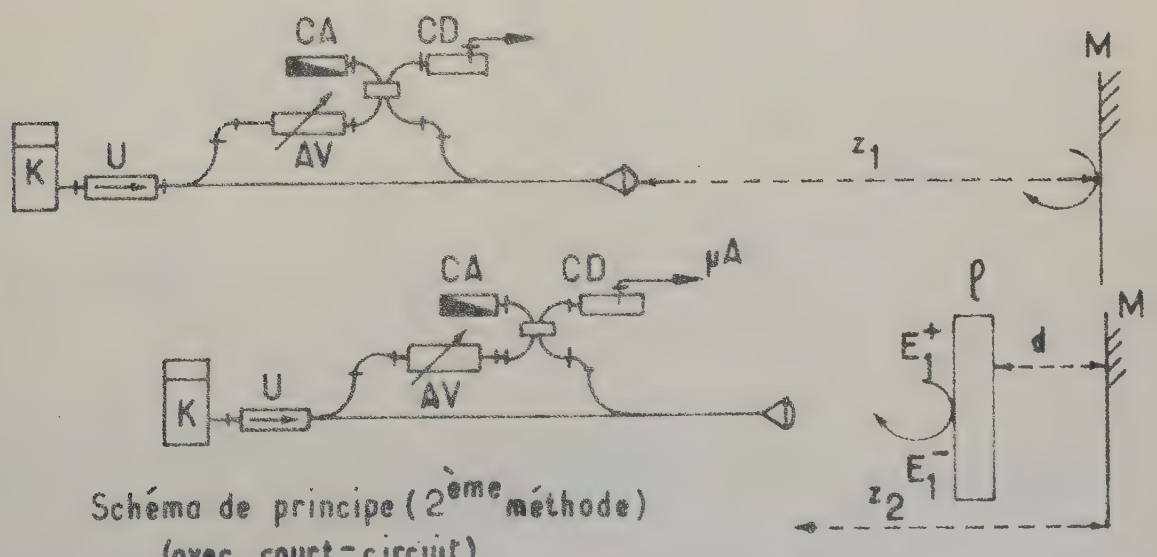


Schéma de principe (2ème méthode)
(avec court-circuit)

bras d'adaptation de la figure _11 n'est pas représenté)

Fig:A_26

Comme pour la première méthode, il nous faut établir des relations de passage entre ε' ε'' et la phase et le module du coefficient de réflexion.

A-2-4-2. - Formules relatives à la deuxième méthode (avec miroir).-

J'ai fait ce calcul en utilisant la méthode des rapports d'impédance qui m'a paru toute indiquée {Se-1} ;(Figure A-27)

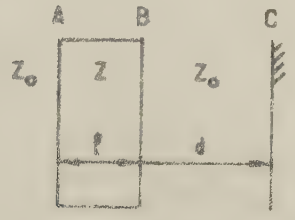


Fig: A_27

$$z_B = \frac{Z_B}{Z_o} = \frac{\frac{Z_C}{Z_o} + \text{th } \gamma_o d}{1 + \frac{Z_C}{Z_o} \text{th } \gamma_o d} = \text{th } \gamma_o d \quad \text{puisque } Z_C = 0 \text{ (court-circuit)}$$

$$z_A = \frac{Z_A}{Z} = \frac{\frac{Z_B}{Z} + \text{th } \gamma\ell}{1 + \frac{Z_B}{Z} \text{th } \gamma\ell} = \frac{\frac{Z_o}{Z} \text{th } \gamma_o d + \text{th } \gamma\ell}{1 + \frac{Z_o}{Z} \text{th } \gamma_o d \text{ th } \gamma\ell}$$

$$R_C = \frac{z-1}{z+1} \quad \text{avec} \quad z = \frac{Z_A}{Z_o} = \frac{\text{th } \gamma_o d + \frac{Z}{Z_o} \text{th } \gamma\ell}{1 + \frac{Z_o}{Z} \text{th } \gamma_o d \text{ th } \gamma\ell}$$

$$R_C = \frac{z_o \text{ th } \gamma\ell - 1 + (1 - y_o \text{ th } \gamma\ell) \text{ th } \gamma_o d}{z_o \text{ th } \gamma\ell + 1 + (1 + y_o \text{ th } \gamma\ell) \text{ th } \gamma_o d} \qquad (23)$$

avec $z_o = 1/y_o = Z/Z_o$.

Remarque . -

On retrouve le même résultat en calculant le rapport E_1^- / E_1^+ à partir des relations suivantes (méthode des réflexions groupées {Ra-1}) (Figure A-28).

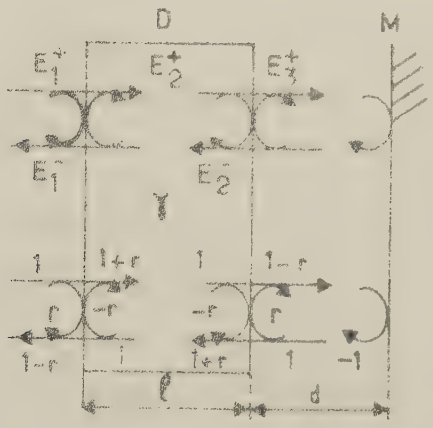


Fig: A_28

$$E_2^+ = (1+r)\, E_1^+ - r \exp(-\gamma\ell)\, E_2^-$$

$$E_3^+ = (1-r) \exp(-\gamma\ell)\, E_2^+ - r \exp(-2\gamma_o d)\, E_3^+$$

$$E_2^- = -(1+r) \exp(-2\gamma_o d)\, E_3^+ - r \exp(-\gamma\ell)\, E_2^+$$

$$E_1^- = (1-r) \exp(-\gamma\ell)\, E_2^- + r\, E_1^+$$

$$R_C = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{r\left[1 + r \exp(-2\gamma_o d)\right] - \left[r + \exp(-2\gamma_o d)\right] \exp(-2\gamma\ell)}{1 + r \exp(-2\gamma_o d) - r\left[r + \exp(-2\gamma_o d)\right] \exp(-2\gamma\ell)} \qquad (23)$$

Nous avons alors choisi $d = K \frac{\lambda_o}{2} - \frac{\ell}{2}$ bien que cette méthode puisse être utilisée pour d quelconque (on pourrait par exemple, régler d pour avoir $|R_C| = 0$) et en négligeant l'absorption de l'air entre le miroir et le diélectrique la formule s'écrit :

$$R_C = \frac{r\left[1 + r \exp(j\beta_o \ell)\right] - \left[r + \exp(j\beta_o \ell)\right] \exp(-2\gamma\ell)}{1 + r \exp(j\,\beta_o\, \ell) - r\left[r + \exp(j\beta_o \ell)\right] \exp(-2\gamma\ell)} \qquad (23)'$$

Nous avons, comme pour R (première méthode) séparé parties réelle et imaginaire du numérateur et du dénominateur en prenant :

$$r = \frac{1-n+j\frac{\alpha}{\beta_o}}{1+n-j\frac{\alpha}{\beta_o}} = \frac{\beta_o - \beta + j\,\alpha}{\beta_o + \beta - j\,\alpha} \quad \text{et} \quad R_C = |R_C|\, e^{-j\psi_C}$$

Les formules obtenues sont encore indépendantes de la longueur d'onde et l'on peut poser :

$$\alpha' = \alpha\lambda_o \; ; \beta' = \beta\lambda_o \; ; \; \ell' = \frac{\ell}{\lambda_o}$$

Graphes : Reprenons l'exemple $\varepsilon' = 3,5$; $\varepsilon'' = 0,3$.

Nous avons tracé, figure A-29 , $\delta\psi_C = \psi_C - 2\,\beta_o d + \pi$ en fonction de $\frac{\ell}{\lambda_o}$. L'ondulation se fait, cette fois-ci , autour de la droite $2\,\beta\ell$. Il n'y a pas de différence mesurable entre $\delta\psi_C$ et $\delta\psi_{OC}$ (pour $\varepsilon'' = 0$).

Par contre, pour les modules on note des différences importantes. Pour $\varepsilon' = 3,5$ et $\varepsilon'' = 0,3$, les ondulations de $|R_C|^2$ se font autour de $\exp(-4\alpha\ell)$ alors que pour $\varepsilon'' = 0$, $|R_{OC}|^2 \equiv 1$: l'énergie se conserve (Figure A-30).

Comme pour la première méthode nous donnons aussi deux exemples de graphes en fonction de ε' et de ε'' (Figures A-31 et A-32).

A-2-4-3. - Exemple d'utilisation de la méthode de mesure. -

Prenons directement le cas d'un diélectrique absorbant $\ell = 0,55\ \lambda_o$. On mesure :

$$\Delta z' = \frac{\Delta z}{\lambda_o} = 0,375$$

$$|R_C|^2 = 0,164$$

(La méthode de mesure de $|R_C|^2$ est la même que celle de $|R|^2$).

Valeur approchée de l'indice n :

En égalant la valeur de ψ_C déduite de (22) à $2\,\beta\ell + 2\,\beta_o d - \pi$ et compte tenu de ce que la mesure de Δz est faite à $K\,\frac{\lambda_o}{2}$ près , il vient :

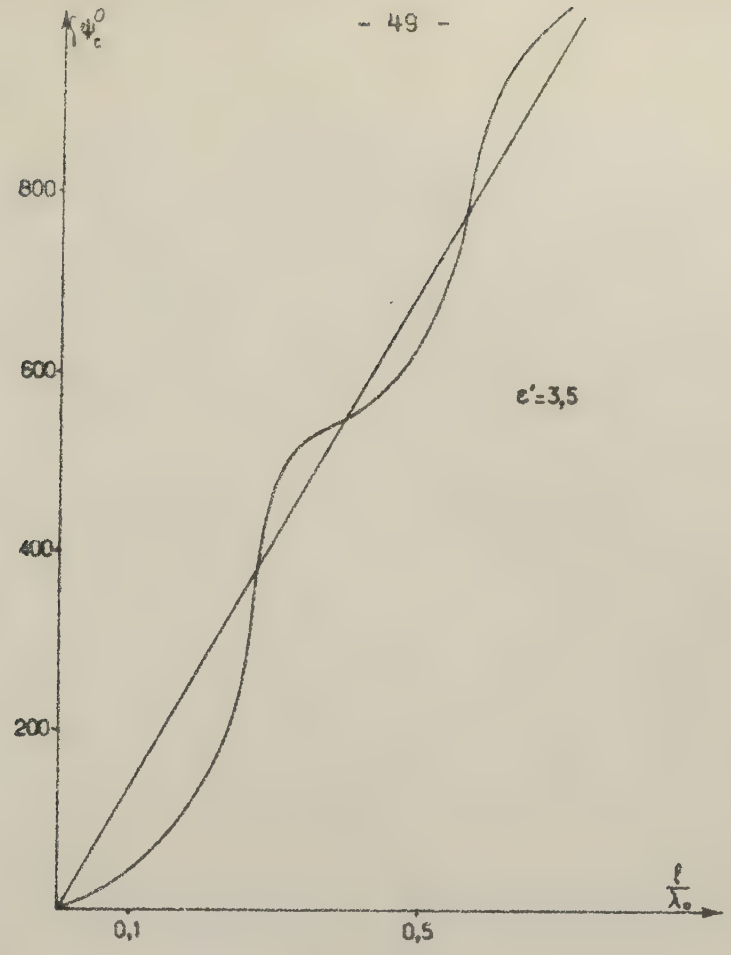


Fig: A_29

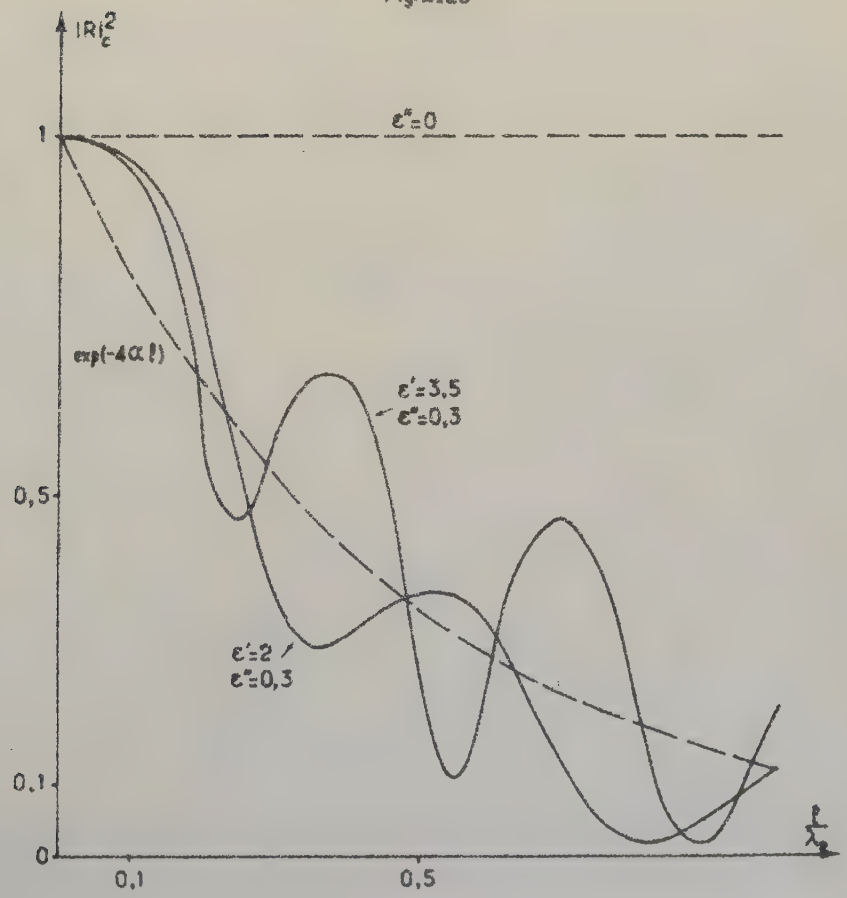


Fig: A_30

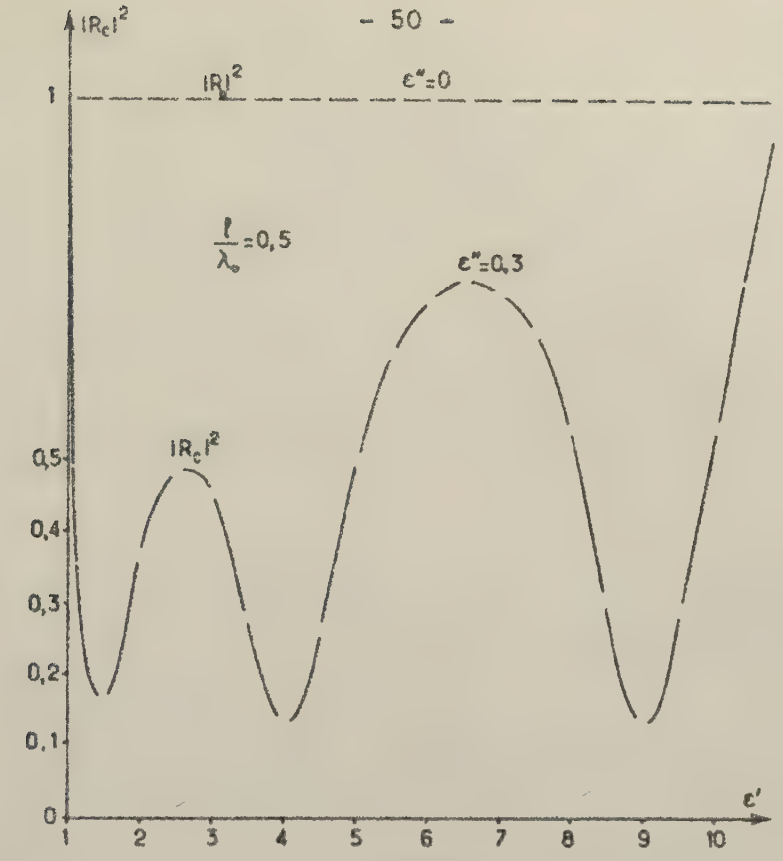


Fig: A_31

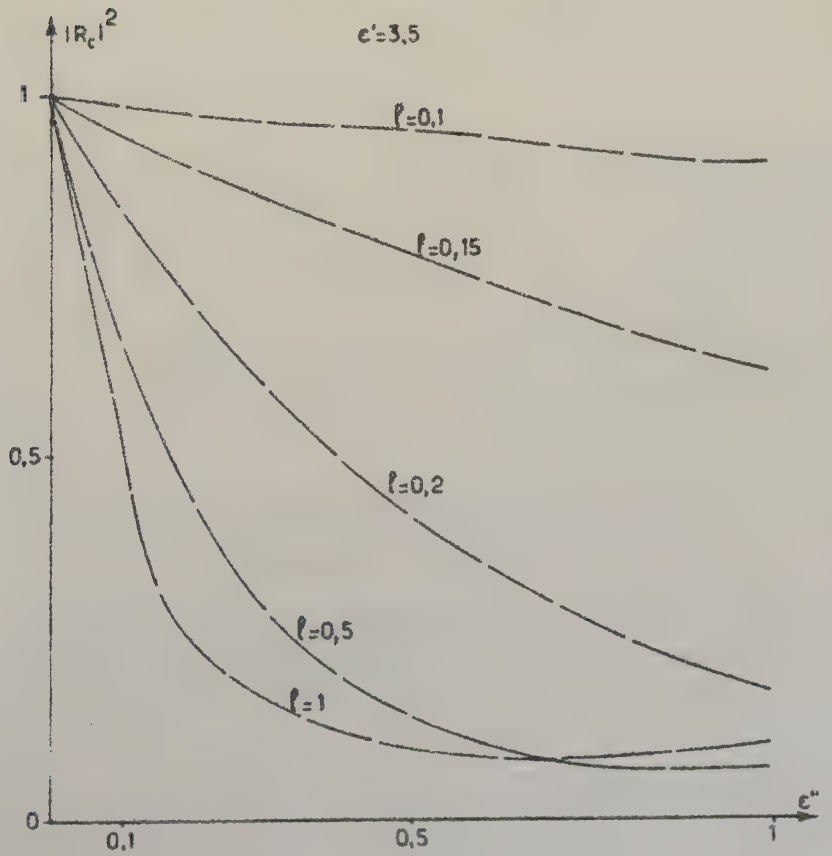


Fig: A_32

$$n \simeq 1 + \frac{\Delta z}{\ell} + K \frac{\lambda_o}{2\ell} \qquad (24)$$

Soit $n = 1{,}68$ pour $K = 0$
$n = 2{,}59$ pour $K = 1$ etc.... .

Valeurs exactes de ε' et ε'' :

Les tables donnent : $\varepsilon' = 3{,}25$ et $\varepsilon'' = 0{,}3$

Mesures de recoupement : Tableau A-2. Elles sont en accord avec les valeurs données dans la littérature compte tenu des incertitudes ainsi qu' avec les mesures par transmission {Bo-8}.

Conclusion. -

L'interféromètre à branche ouverte par réflexion nécessite une adaptation très soignée du cornet émetteur. Après quoi, en employant successivement les deux méthodes, il est possible de lever l'indétermination sur l'ordre d'interférence et surtout de contrôler la mesure mécanique des épaisseurs interférométriques (3 inconnues ε' ,ε'' et ℓ/λ_o ; 3 équations ψ, ψ_C ,et $|R|^2$ ou $|R_C|^2$. A elle seule, la deuxième méthode est plus riche de possibilité puisqu'elle possède un paramètre de plus que la première : la distance d du miroir à l'échantillon. Nous l'avons prise égale à $k \frac{\lambda_o}{2} - \frac{\ell}{2}$ mais toute autre valeur est également possible puisque nous donnons la formule générale en fonction de d.

Avec A. BOTTREAU, nous avons alors regroupé en un seul volume les tables numériques de réflexion et de transmission permettant la détermination de ε' et de ε'' à partir des mesures des coefficients de transmission ou de réflexion en phase et en module.

Dans le cas où ε' n'est pas très élevé, la mesure du déplacement ΔX_i des cornets permet de déterminer ε' et ℓ/λ_o à condition d'utiliser deux méthodes. Pour cela, nous avons tracé pour $\varepsilon' > 1$ (figure A-33) les courbes $\frac{\Delta X_i}{\lambda_o} = f\left(\frac{\ell}{\lambda_o}\right)$ pour différents ε' : $i = 1$: transmission ; $i = 2$: réflexion sans miroir ; $i = 3$: réflexion avec miroir.

Pour $\varepsilon' < 1$ nous donnons deux abaques (Figures A-34 et A-35) de $|T|^2 = f\left(\frac{\Delta X_i}{\lambda_o}\right)$.

1°) A épaisseur constante pour $0{,}01 \leq \varepsilon' \leq 1$.

2°) A ε' constant pour $0{,}1 \leq \frac{\ell}{\lambda_o} \leq 2{,}5$.

Ces deux abaques nous ont permis de déterminer ε' pour les plasmas dans l'hypothèse d'une distribution de ε' en créneau , où l'on a surtout utilisé la méthode par transmission.

Les mesures par transmission sont en effet les seules possibles lorsque l'énergie de l'onde réfléchie par le gaz est faible. La référence est plus facile à faire (pas de miroir à régler). Inversement, dès que l'on approche de la coupure et lorsqu'on la dépasse, les mesures de transmission laissent la place aux mesures par réflexion.

-:-:-:-:-:-

MESURES DE RECOUPEMENTS - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (avec miroir - 2° méthode)

λ_o = 8,89 mm

Echantillon	Epaisseur (mm)	$\Delta z/\lambda_o$	$\lvert R_C \rvert^2$	ε'	ε''
Téflon	5,15 ± 0,01	0,250 ± 0,005	0,98 ± 0,01	2,07 ± 0,05	<0,01 ± 0,01
Plexiglas	2,02 ± 0,02	0,081 ± 0,004	0,95 ± 0,02	2,60 ± 0,01	$0,02_8$ ± 0,01
	2,74 ± 0,01	0,187 ± 0,004	0,928± 0,008	2,59 ± 0,03	0,024± 0,003
	4,84 ± 0,02	0,306 ± 0,004	0,92 ± 0,01	$2,59_5$± 0,04	0,026± 0,005
	7,75 ± 0,02	0,064 ± 0,005	0,90 ± 0,04	2,59 ± 0,02	$0,02_2$± 0,01
	9,32 ± 0,01	0,090 ± 0,009	0,81 ± 0,06	2,60 ± 0,03	0,02 ± 0,01
Lucoflex	3,01 ± 0,01	0,235 ± 0,007	0,93 ± 0,03	2,77 ± 0,05	$0,02_6$± 0,02
	4,99 ± 0,01	0,343 ± 0,006	$0,9_5$ ± 0,1	2,75 ± 0,04	0,01 ± 0,02
	15,27 ± 0,02	0,158 ± 0,002	0,80 ± 0,06	2,755± 0,005	$0,02_8$± 0,08
Bakélite	1,00 ± 0,01	0,015 ± 0,005	0,97 ± 0,01	$3,8_2$ ± 0,1	$0,1_8$ ± 0,1
	1,89 ± 0,01	$0,16_5$ ± 0,01	$0,5_5$ ± 0,1	3,91 ± 0,06	0,26 ± 0,07
	12,14 ± 0,01	0,306 ± 0,008	0,33 ± 0,04	3,8 ± 0,1	0,260± 0,007

Les écarts dans la précision des mesures des épaisseurs dépendent de la fabrication.

TABLEAU A-2

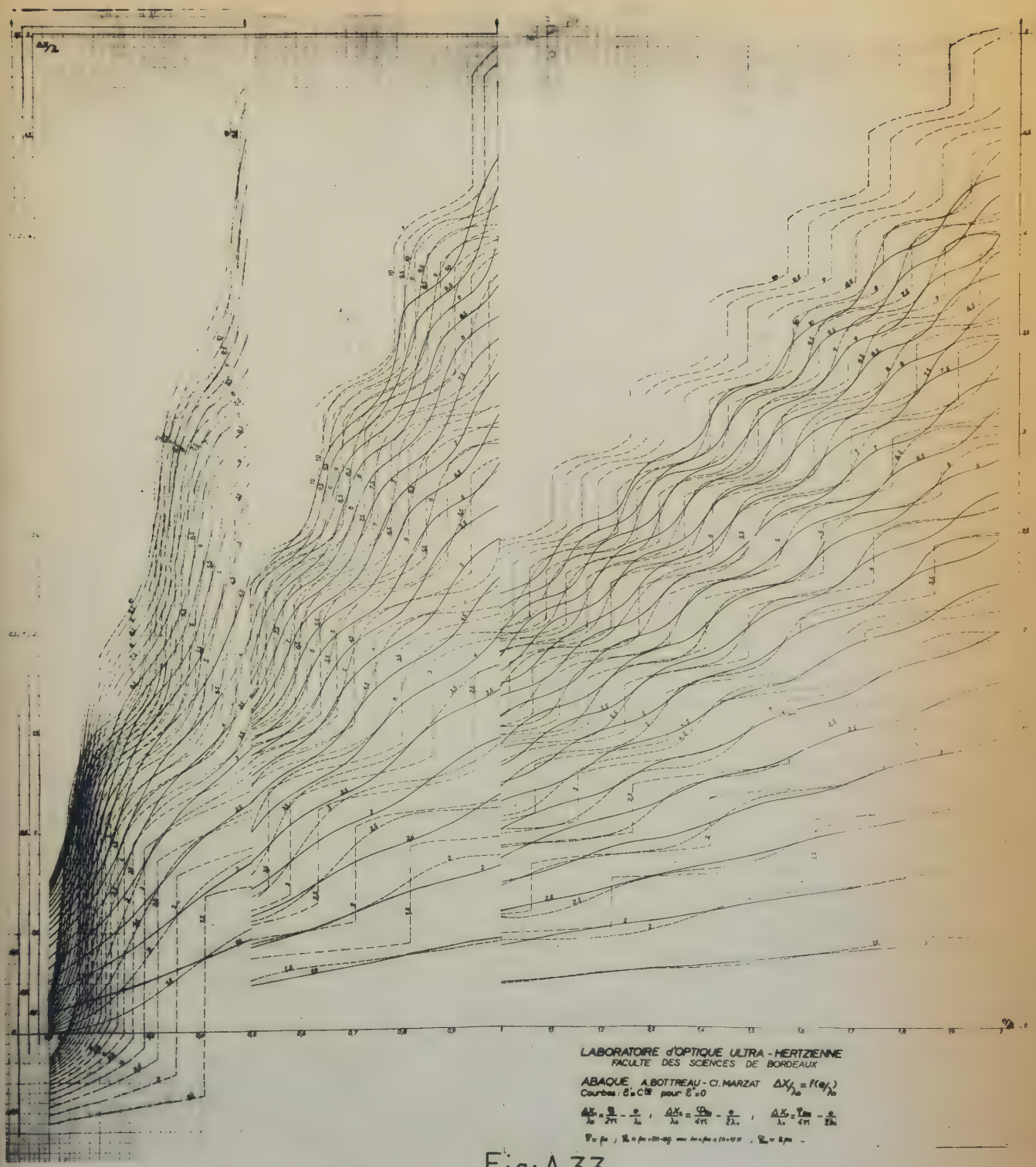

LABORATOIRE d'OPTIQUE ULTRA - HERTZIENNE
FACULTE DES SCIENCES DE BORDEAUX
ABAQUE A.BOTTREAU - Cl. MARZAT

Fig: A-33

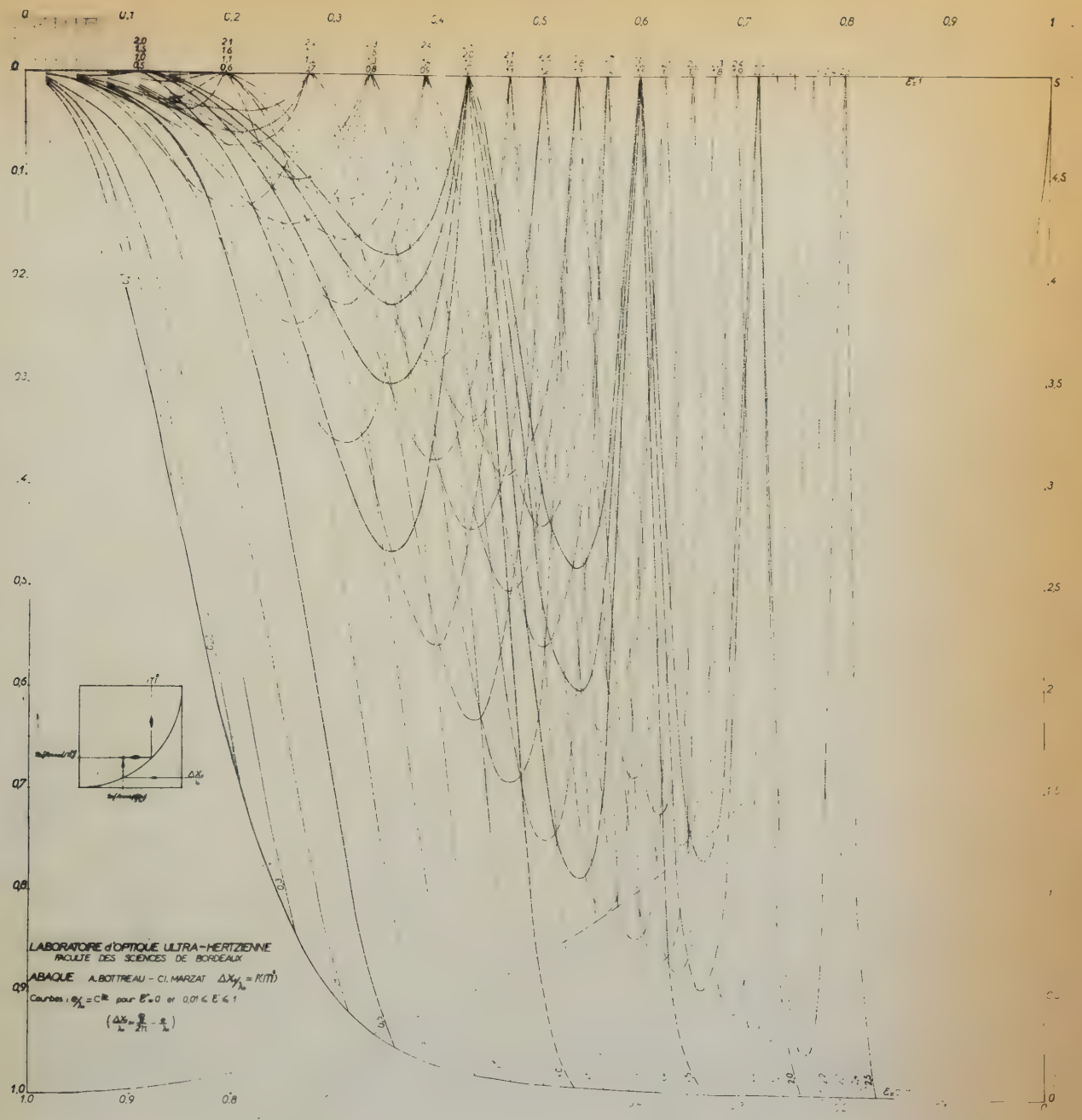

LABORATOIRE d'OPTIQUE ULTRA-HERTZIENNE
FACULTE DES SCIENCES DE BORDEAUX
ABAQUE A. BOTTREAU - Cl. MARZAT

Fig:A-34

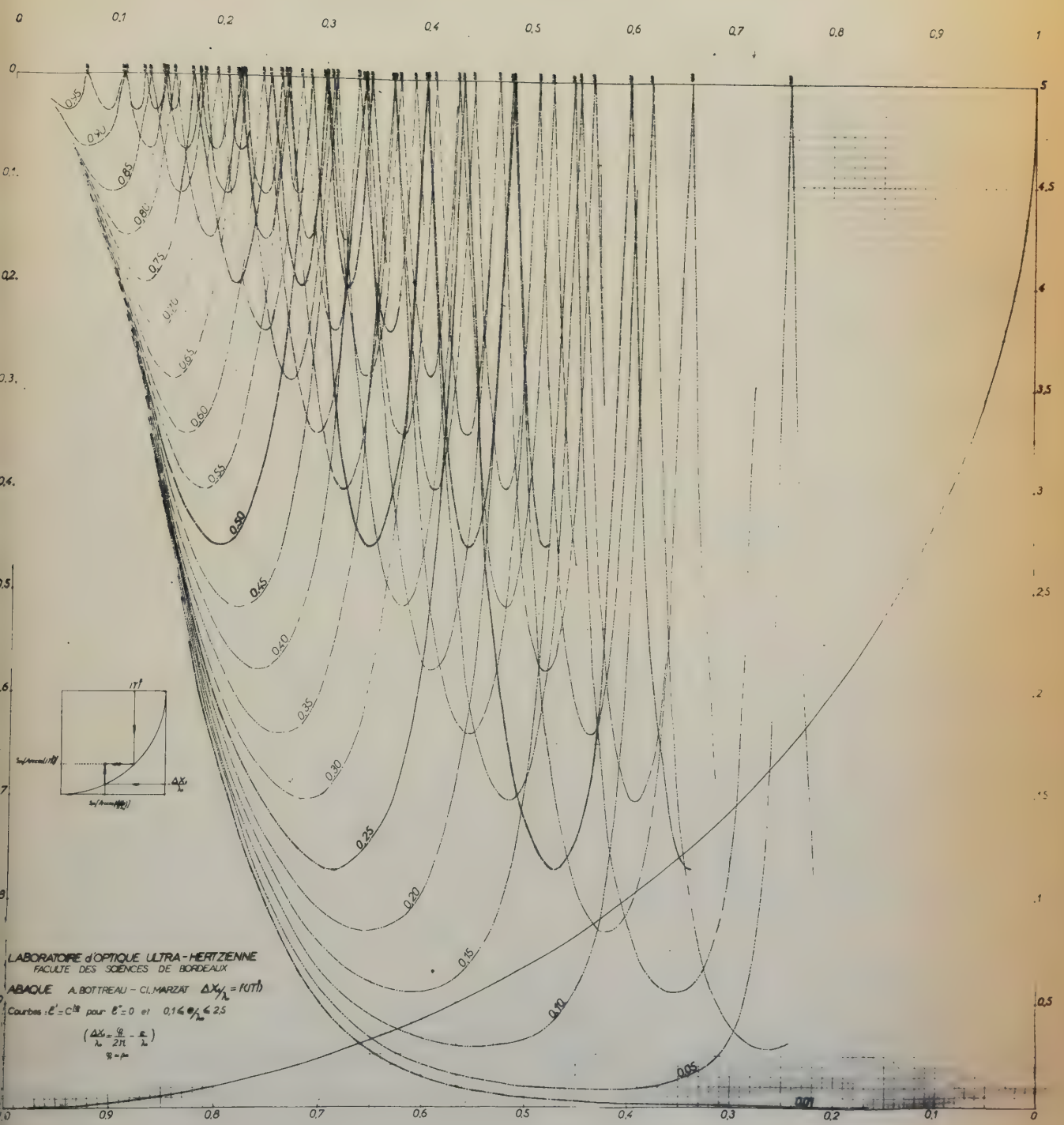

LABORATOIRE d'OPTIQUE ULTRA-HERTZIENNE
FACULTE DES SCIENCES DE BORDEAUX
ABAQUE A. BOTTREAU - CL. MARZAT
Courbes : ε' = Cte pour ε'' = 0 et 0,1 ≤ ρ/λ ≤ 2,5

Fig: A-35

CHAPITRE A-3

STABILISATION DE FREQUENCE

Le choix d'une méthode de substitution et surtout l'utilisation d'épaisseurs anti-reflets dans les diverses adaptations (en particulier le cornet émetteur) ont rendu indispensable la réalisation d'une stabilisation de fréquence.

A-3-1. - PRINCIPE. -

On compare la fréquence du klystron à celle d'une cavité en invar de haute surtension. Si, par exemple, il s'agit d'une cavité par transmission, la puissance transmise varie si l'on s'écarte de la résonance d'autant plus vite que la surtension Q est élevée. La cavité joue le rôle de discriminateur : elle transforme les variations de fréquence en variations linéaires de tension sur une plage $\simeq \Delta f = f_o/Q$. Cette tension d'erreur pourrait être appliquée directement sur le réflecteur, après une amplification continue préalable (premier montage POUND){Po-1} . En pratique, on préfère moduler en amplitude le klystron avant de pouvoir amplifier en alternatif la tension d'erreur dont la composante continue sera restituée par détection synchrone. Le temps de réponse de l'asservissement doit être tel que le système ne décroche pas.

A-3-2. - REALISATION. -

J'avais déjà réalisé un montage type POUND dans ma thèse de 3ème cycle{ Ma-1} .

Ce montage, en 3 cm, utilisait un tube 6 AS 6 qui servait de détecteur de phase . Alors qu'il avait été possible de brancher ce tube en parallèle sur un klystron 2 K 25 (450 volts) il était maintenant impossible de l'utiliser avec un klystron 8 mm (2250 volts). Par contre, une détection synchrone à transistors peut être plus facilement portée à -2250 V par rapport à la masse puisqu'il n'y a pas de problème d'alimentation des filaments. Il suffit de transformateurs d'isolement faciles à isoler pour la fréquence de modulation choisie (10 kHz).

Cette modulation peut se faire de plusieurs façons. On peut faire une modulation extérieure par un cristal qui reçoit la tension de modulation : son impédance varie comme son coefficient de réflexion modulant ainsi l'onde hyperfréquence qui s'y réfléchit (solution choisie lors de

mon montage de 3ème cycle).

On peut encore faire une modulation extérieure par modulateur à ferrite {Sa-1 , Se-2}. Il semble que le principe de cette modulation extérieure soit préférable pour des raisons de découplage entre la tension de "modulation" et la tension " d'erreur ".

Ne disposant pas de modulateur à ferrite en 8 mm, j'ai fait une modulation directe sur le réflecteur (Le découplage est assuré par deux transistors montés en collecteur à la masse).

Pour la partie amplification, nous avons choisi des transistors AF 107 qui étaient,à l'époque où nous avons fait le montage, parmi les meilleurs au point de vue rapport signal/bruit (le signal d'erreur n'est souvent que de quelques microvolts autour de la résonance de la cavité).

Le schéma du montage est représenté sur la figure A-36.

A-3-3. - PERFORMANCES. -

Après une mise en température du klystron d'une heure au maximum, la dérive lente cesse et la fréquence du klystron est asservie à celle de la cavité que l'on prend soin d'isoler thermiquement.

Il s'agit d'une cavité 6 T 31 LTT travaillant par transmission (surtension à vide 10 000). On peut faire varier d'un bout à l'autre le potentiomètre réglage fin sans observer de décrochage (10 volts d'excursion).

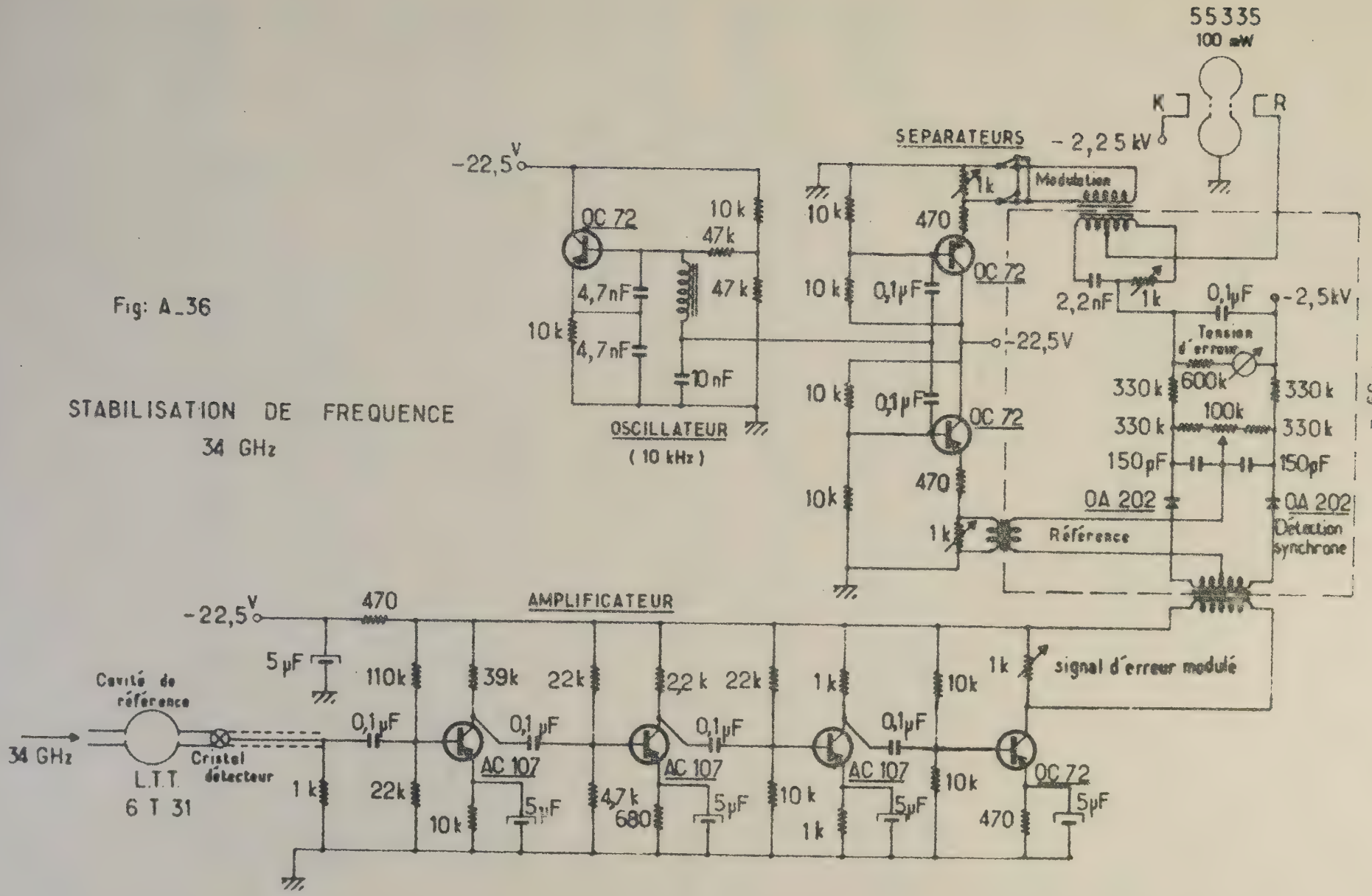
Avant de faire cette stabilisation, nous avions réglé à égalité les longueurs électriques du bras de référence ($2\pi/\lambda_g$ r)et de celui de mesure compte tenu des différents milieux($\Sigma \frac{2\pi}{\lambda_i} x_i$ où λ_i est la longueur d'onde dans le guide, l'air, les lentilles etc... , et x_i les longueurs géométriques correspondantes {A1-3}) .

Lorsque l'on introduira l'échantillon, le cornet mobile rattrapera la frange d'ordre zéro et conservera l'égalité des longueurs électriques. Donc, la stabilisation complète ces réglages et le résultat global est excellent puisque l'on retrouve la position d'un minimum avec une très grande précision (± 0,001 mm à plus d'une heure d'intervalle). En outre, on a remarqué aussi que la réalisation de l'égalité des bras supprime les bruits parasites dus à des effets microphoniques.

-:-:-:-:-

Fig: A_36

STABILISATION DE FREQUENCE
34 GHz



CHAPITRE A-4

MESURES DE DIELECTRIQUES INDUSTRIELS PAR INTERFEROMETRIE A BRANCHE OUVERTE

A-4-1. - DIELECTRIQUES SOLIDES ($\varepsilon' > 1$). -

Il s'agit d'échantillons commerciaux que l'on trouve en plaques. Les mesures ont été faites par les deux méthodes en réflexion. Il s'agit de la ferritite et de la dellite d'une part, et de la permalite et de la canevasite d'autre part. Ces deux derniers présentent une absorption plus importante que les deux premiers.

Les résultats sont groupés Tableaux A-3 et A-4. Ils recoupent les résultats obtenus par A. BOTTREAU en transmission {Bo-8} compte tenu des incertitudes.

Les erreurs systématiques ont été déduites d'une discussion proposée par K.D. FROOME {Fr-1} et les incertitudes de mesure ont été obtenues en traitant à la machine des series de mesures.

A-4-2. - ETUDE DE LA PERMITTIVITE DES COLONNES POSITIVES DES TUBES INDUSTRIELS ($\varepsilon' < 1$). -

Avant d'entreprendre la réalisation d'une décharge produisant un plasma de densité élevé, nous avons testé les performances de notre interféromètre sur des gaz ionisés contenus dans des tubes industriels (CLAUDE PAZ et VISSEAUX). Les tubes faisant 37 mm de diamètre, une focalisation nous a paru indispensable. Des difficultés prévisibles de réflexions multiples supplémentaires se sont alors présentées. En effet, l'absorption mesurée devrait être très faible, puisque la température électronique de tels tubes est , d'après le constructeur, de l'ordre de 10 000°K et que les pertes par réflexions internes dans le plasma sont très petites ε'étant voisin de 1, or , on observe,lorsque l'on allume le tube, soit une forte absorption, soit au contraire une augmentation de la puissance transmise !

De telles difficultés rencontrées par d'autres auteurs {Sh-1 ,Wa-2} indiquent la présence de réflexions multiples sur l'enveloppe et sur les lentilles et il arrive alors que le fait d'allumer le tube produise parfois une adaptation "globale".

MESURES DE DIELECTRIQUES INDUSTRIELS - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (sans miroir)

λ_o = 8,89 mm - Ière méthode -

Echantillon	Epaisseur (mm)	$\Delta z/\lambda_o$	$\|R\|^2$	ε'	ε''
Ferritite	9,74 ± 0,01	- 0,050 ± 0,005	$0,01_5$ ± 0,01	5,26 ± 0,06	0,16 ± 0,05
Dellite *	8,00 ± 0,01	+ 0,020 ± 0,005	0,21 ± 0,03	$3,4_5$ ± 0,2	$0,2_0$ ± 0,1
Permalite	11,08 ± 0,01	- 0,110 ± 0,005	0,14 ± 0,05	3,36 ± 0,08	$0,2_5$ ± 0,2
Canevasite *	4,98 ± 0,02	+ 0,180 ± 0,005	0,06 ± 0,02	3,6 ± 0,4	0,34 ± 0,07

* Fabriqués par les Etablissements DELLE.

TABLEAU A-3

MESURES DE DIELECTRIQUES INDUSTRIELS - INTERFEROMETRE PAR REFLEXION (avec miroir)

λ_o = 8,89 mm

-2ème méthode -

Echantillon	Epaisseur (mm)	$\Delta z/\lambda_o$	$\lvert R_C \rvert^2$	ε'	ε''
Ferritite	9,74 ± 0,01	0,41 ± 0,01	0,61 ± 0,01	$5,17_5$ ± 0,05	0,12 ± 0,01
Dellite*	8,00 ± 0,01	0,39 ± 0,01	$0,2_7$ ± 0,1	$3,6_0$ ± 0,1	$0,1_5$ ± 0,1
Permalite	11,08 ± 0,01	0,434± 0,005	0,25 ± 0,05	3,38 ± 0,05	0,23 ± 0,06
Canevasite*	4,98 ± 0,02	0,07 ± 0,01	$0,1_5$ ± 0,1	3,60 ± 0,05	$0,2_9$ ± 0,1

* Fabriqués par les Etablissements DELLE

TABLEAU A-4

Nous avons apporté une première solution à cette question en adaptant les tubes à l'aide de diélectriques synthétiques fabriqués par LTT et d'indice voisin de celui du verre ($\varepsilon' = 4,10$ et $\varepsilon_{verre} = 4,19$). On réalise ainsi une épaisseur $\ell_1 + \ell_2$ anti-reflet .

$$\ell_1 + \ell_2 = K \frac{\lambda_o}{2\sqrt{4,15}}$$

Nous avons aussi voulu adapter nos lentilles de profils cylindriques à l'aide de couches anti-reflet 1/4 d'onde comme en optique {Fl-1} . C'est assez facilement réalisable pour des lentilles cylindriques d'indice $n_1 = 1,4$ (téflon) en utilisant un diélectrique artificiel $n_2 \simeq \sqrt{n_1} = 1,2$ d'épaisseur $\ell_2 = \frac{\lambda_o}{4n_2} = 2$ mm . Un résultat équivalent a été obtenu en utilisant une lentille 1/2 onde au centre (T.O.S.T. 1,03) et c'est cette dernière solution que nous avons retenue.

A condition de prendre toutes ces précautions d'adaptation, on trouve bien $\varepsilon'' = 0$ et les courbes de variation de la densité obtenue à partir de la formule intégrale {Wh-1 , Wh-2} :

$$\Delta\phi = \beta_o \left[\ell - \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \left(1 - \frac{N(z)}{N_c}\right)^{1/2} dz\right]$$

sont en très bon accord avec des mesures analogues faites ultérieurement au C.E.N. de SACLAY pour tester un Fabry-Perot {Bi-1}. Les mesures ont été faites sur la colonne positive (plasma). On a supposé une distribution en fonction de BESSEL de la densité électronique N(z) , {Pa-3}. Ces mesures ont été faites principalement en transmission, la partie réflexion permettant de contrôler les adaptations. On donne un exemple de ces relevés (Figure A-37). Les autres courbes ont été données par ailleurs {Ma-2}.

Conclusion . -

Ces premières mesures sur des plasmas industriels nous ont permis de vérifier la sensibilité de notre appareil puisqu'il détecte 3.10^7 él/cm^3 . Nous avons vu l'importance des adaptations et le soin que l'on doit y apporter si l'on veut aboutir à des résultats cohérents.

C'est pourquoi il nous a semblé préférable pour l'avenir d'incorporer les lentilles dans les parois du tube à décharge que nous avons

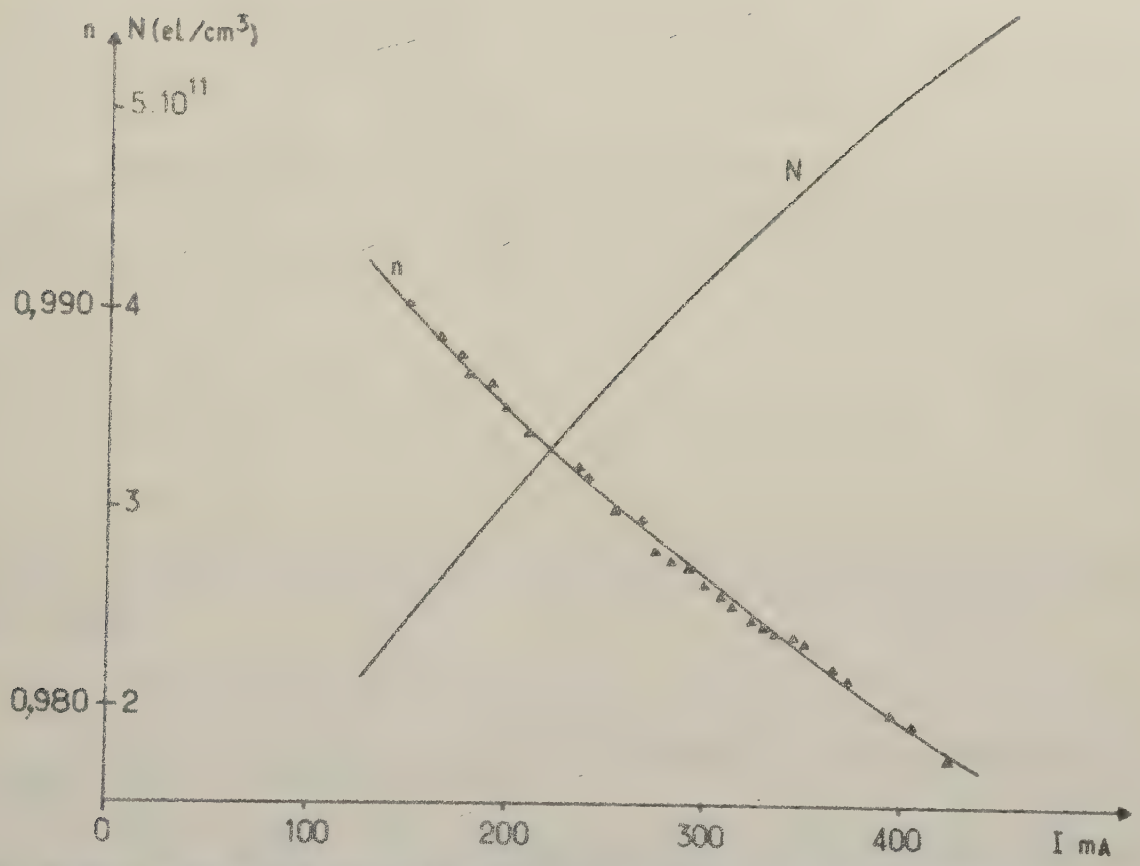


Fig: A_37 Tube blanc Z série U40. Variation de l'indice et de la densité N

réalisé ensuite, bien que cette solution soit, a priori, plus compliquée puisqu'il faudra pouvoir ajuster sous vide la distance focale en réglant leur distance (Des joints toriques de grande dimension assureront le vide autour des lentilles tout en permettant leurs déplacements).

La cellule et les lentilles ont été réalisées en altuglas, matériau transparent qui se travaille bien.

-:-:-:-:-:-

CHAPITRE A-5

REALISATION DU DISPOSITIF FOCALISANT

Cette étude ayant été faite en collaboration avec A. BOTTREAU, se trouve aussi dans sa Thèse ainsi que la réalisation de la cellule à plasma qui sera décrite au Chapitre suivant et dans les parois de laquelle on a incorporé les lentilles.

* *

Le dispositif focalisant que nous avons réalisé comporte deux types de lentilles circulaires à profil cylindrique et profil hyperbolique associées deux à deux.

A-5-1. - LENTILLES SPHERIQUES. -

Les lentilles ont été faites en altuglas. C'est un diélectrique qui présente les deux avantages suivants :

- Son indice n = 1,61 se rapproche de l'indice théorique n = 1,618 qui vérifie les conditions d'aplanétisme {Ra-1}.

- Il est transparent et permet des observations optiques (caustiques en particulier). On peut donc se faire une idée, avant même d'effectuer des mesures hyperfréquences, de la qualité des lentilles. Des effets parasites, tolérables en optique, sont multipliés en hyperfréquences (optique des lames minces). Enfin, l'altuglas est peu absorbant $\varepsilon'' = 0{,}023$. Cette faible absorption contribue cependant au découplage des cornets émetteur et récepteur .

Nous avons commencé par fabriquer deux lentilles sphériques à partir de gabarits cylindriques.

La tache focale à 3dB obtenue avec ces lentilles est de 25 mm. C'était moins bien que ce qu'obtenaient R. PAPOULAR et J. WEGROWE {Pa-4 ,We-1}

Nous avons alors entrepris de réaliser comme eux des lentilles à profil hyperbolique. C'est finalement l'association de nos lentilles sphériques et de ces lentilles hyperboliques qui nous a donné les meilleurs résultats au point de vue tache focale et adaptation.

A-5-2. - LENTILLES A PROFIL HYPERBOLIQUE. -

Nous avons donc réalisé une lentille circulaire à profil hyperbolique {Bo-3}.

Ces lentilles sont définies par la relation :

$$\rho(\theta) = \frac{(n - 1)\, f_o}{n \cos\theta - 1} \quad \text{avec :}$$

- $\rho\ (\theta)$ rayon vecteur (l'origine étant au foyer) ,
- n l'indice et θ l'angle polaire,
- f_o improprement appelée "distance focale" est la distance du foyer à la face courbe de la lentille.

Cette relation ne tient pas compte des réflexions multiples internes. Elle exprime que le chemin optique est constant et égal au chemin axial $L_o = f_o + n\ell_o$. Si l'on veut tenir compte de ces réflexions suivant l'axe, il faut écrire que $L = f_o + \phi/\beta_o$ où ϕ_o est donné par la formule:

$$\text{tg}\ \phi_o = \frac{1 + n^2}{2n}\ \text{tg}\ \beta_o\, n\ell_o$$

ℓ_o : épaisseur au centre de la lentille.

Cette relation néglige l'effet d'absorption et donne $L = L_o$ pour $\beta_o\, n\ell_o = K\,\pi$(anti-reflet) . En pratique, compte tenu en plus des réflexions sur la face courbe, on diminuera expérimentalement ℓ_o pour obtenir un T.O.S.T. minimum à partir d'une valeur légèrement supérieure à celle calculée.

Pour réaliser les lentilles à la fraiseuse par une succession de petites facettes, à la cote h et faisant entre elles des angles $\delta = 30'$, on doit exprimer h en fonction de δ (Figure A-38).

Il est alors possible de faire un gabarit à l'aide d'un plateau diviseur dont le centre est en O.

Nous avons $h = OH + HK = (D - r\cos\theta)\cos\delta + r \sin\delta . \sin\theta$ où θ est donné par :

$$\sin \theta = \sin \delta \cos \delta \left(n - \frac{\sqrt{1-n^2 \sin^2 \delta}}{\cos \delta}\right)$$

$$\cos \theta = n \sin^2 \delta + \cos^2 \delta \frac{\sqrt{1-n^2 \sin^2 \delta}}{\cos \delta}$$

Nous avons programmé ces formules à l'ordinateur, ce qui nous permet d'avoir instantanément le tableau (h,δ) nécessaire au mécanicien pour régler la fraiseuse avec laquelle il fait le gabarit.

Ce programme a permis de calculer d'autres lentilles pour d'autres études du Laboratoire : il suffit de fixer l'indice et la distance focale.

Avec ces lentilles, nous trouvons une tache focale de 16 mm à 3 dB.

A-5-3. - DISPOSITIF FOCALISANT REALISE AVEC L'ASSOCIATION LENTILLES SPHERIQUES - LENTILLES HYPERBOLIQUES. -

1°- Réalisation et adaptation :

Nous avons alors accolé les deux types de lentilles : sphériques et hyperboliques(Figure A-39). Le résultat fut excellent car on atteint la limite théorique de 8 mm à 3 dB. En outre, en faisant varier la distance entre les lentilles accolées on peut espérer adapter séparément chacun des ensembles . En effet, la couche d'air d'épaisseur variable entre les deux lentilles constitue une impédance Z qui doit avoir une influence sur le T.O.S.T. résiduel des deux lentilles accolées. C'est ce que l'on observe (Figure A-40).

On détermine alors quelle devrait être l'épaisseur des lentilles pour pouvoir pratiquement les accoler. Ces épaisseurs sont atteintes par meulage. Ainsi l'impédance variable est réduite à celle d'un film d'air, ce qui contribue à augmenter au maximum le facteur de transmission. On vérifie l'adaptation en modifiant régulièrement la distance D entre les deux systèmes de lentilles et en relevant la variation correspondante de la phase de l'onde transmise par le système focalisant (Figure A-41).

La très légère ondulation résiduelle est de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesures. Elle correspond à un T.O.S.T. résiduel Θ très faible $\Theta \simeq 1{,}02$ que l'on a estimé à l'aide de la phase de la formule déduite de la relation déduite de (1) page 12 :

$$\operatorname{tg} \phi'_o = \frac{1 + r_o^2}{1 - r_o^2} \operatorname{tg} \beta'_o D = \Theta \operatorname{tg} \beta'_o D$$

avec $\phi'_o \simeq \frac{2\pi}{\lambda'_o} D$ λ'_o = longueur d'onde entre les lentilles.

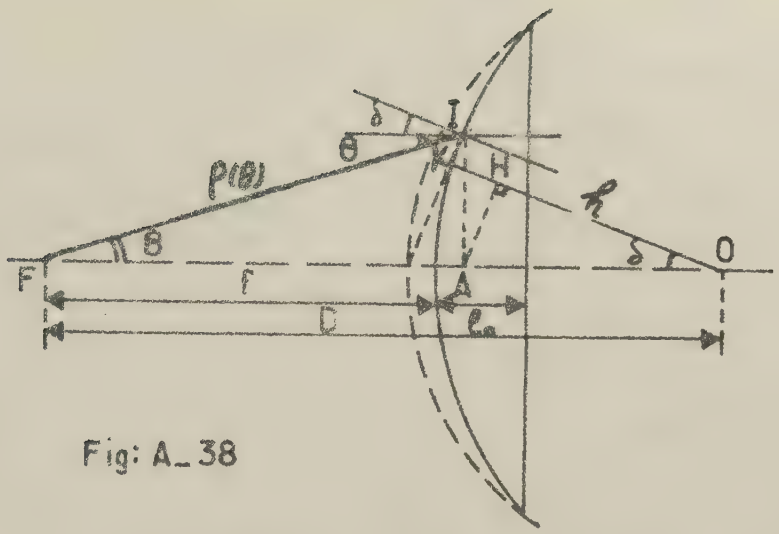


Fig: A_38

Lentille à profil hyperbolique

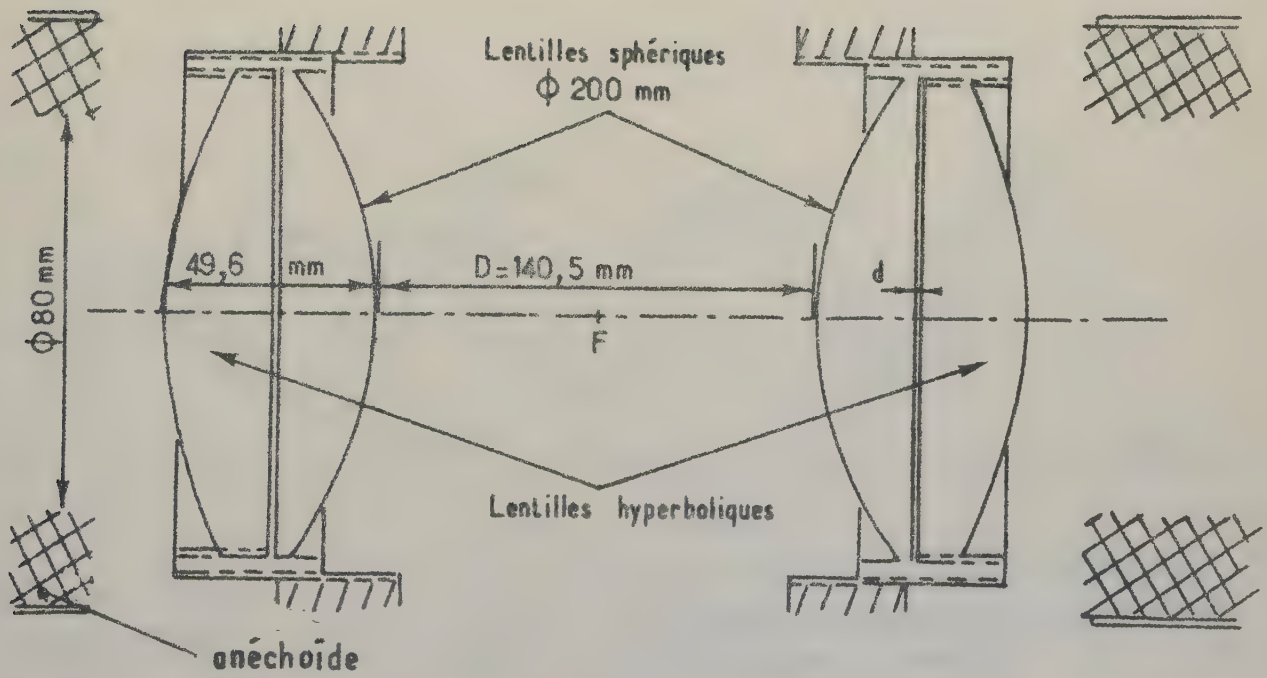


Fig: A_39

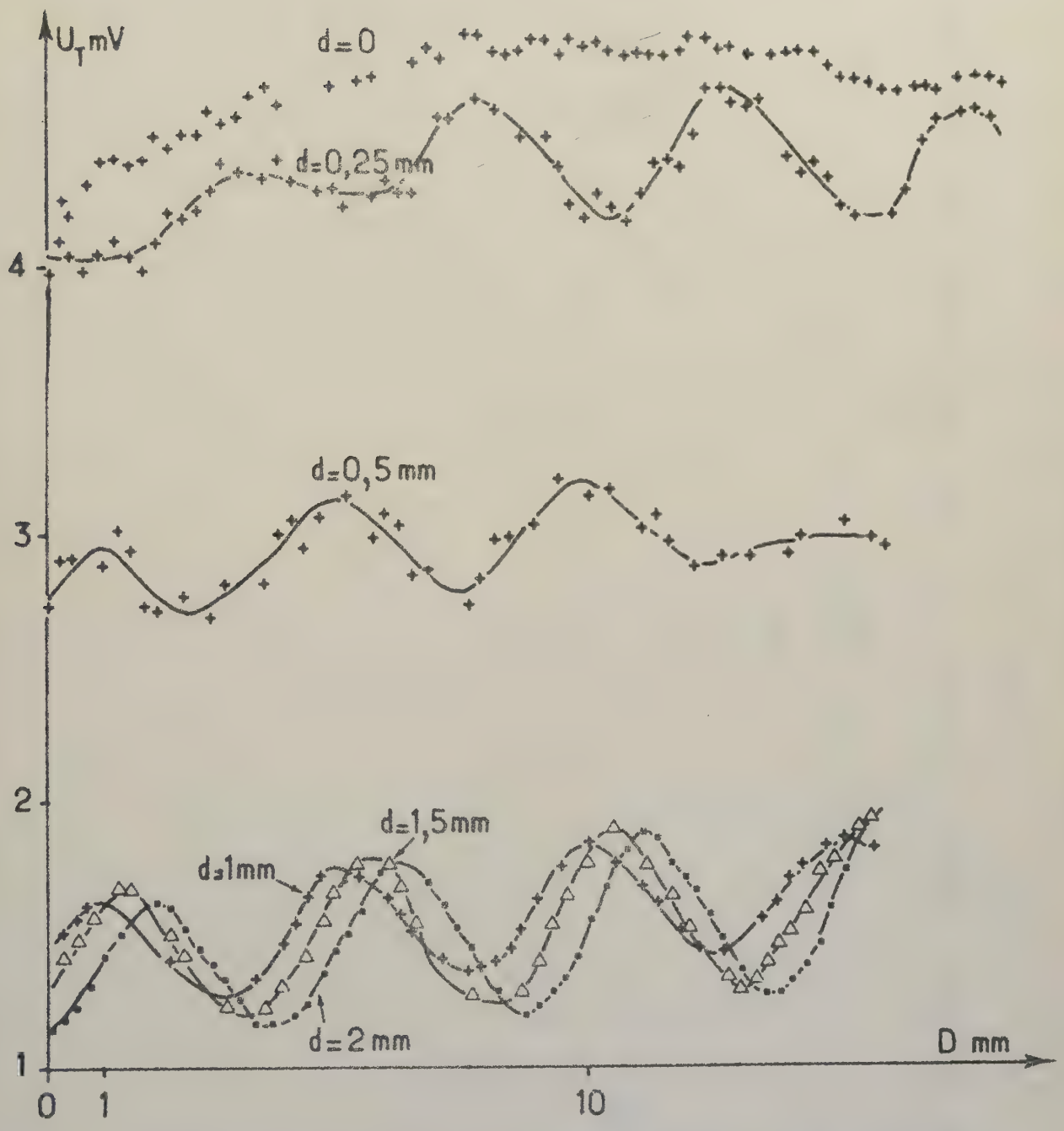
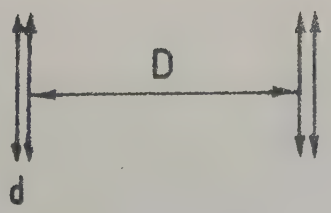
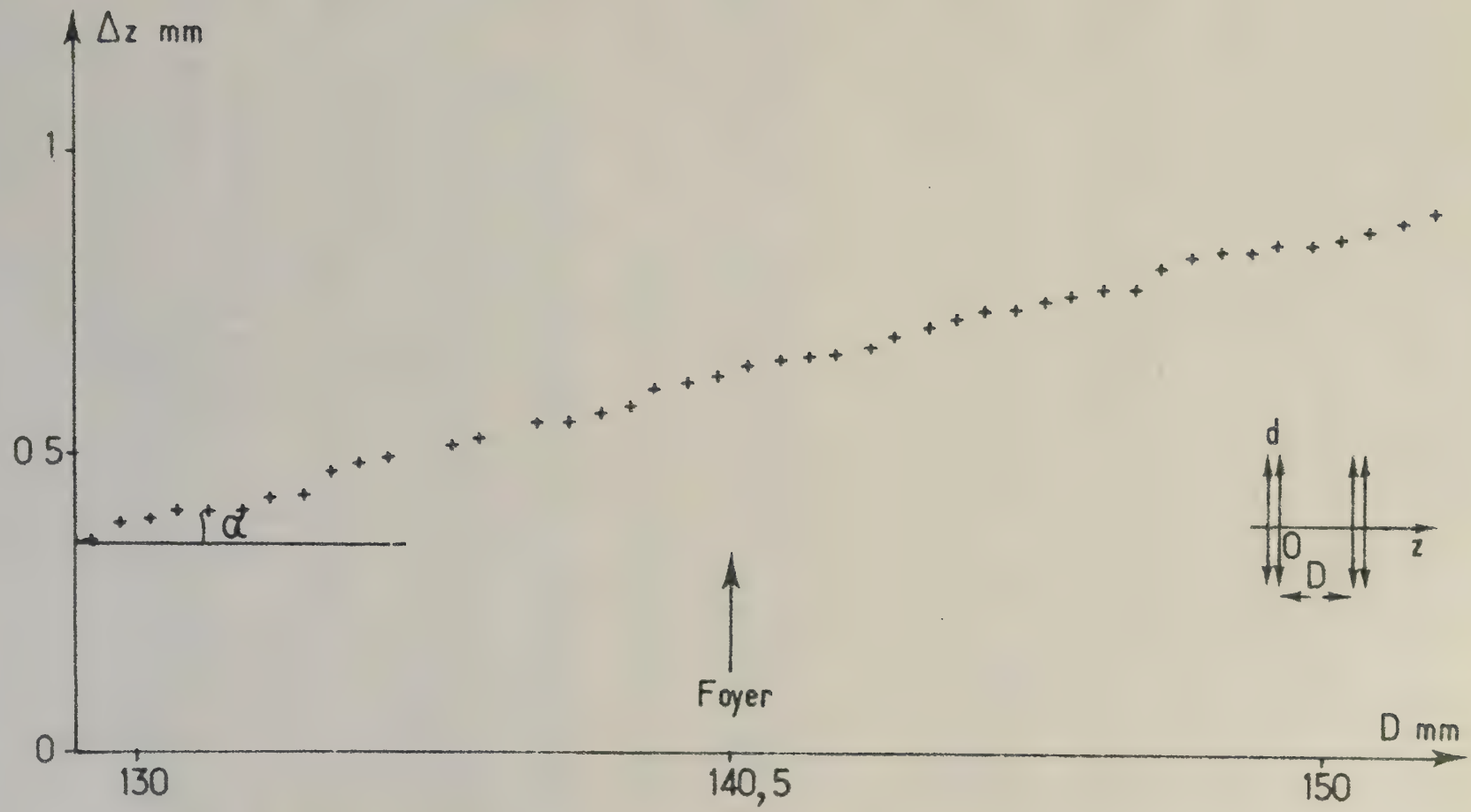


Fig: A_40



Etude de l'influence des paramètres de réglage du dispositif focalisant sur la puissance transmise.



Variation de phase lorsque la distance D entre les lentilles varie (pour d=0)

Fig: A_41

2°- Relevé de la topographie du champ électrique à l'intérieur du dispositif focalisant :

Le schéma du montage est donné page suivante (Figure A-42).

Un guide ouvert GO_2 dont l'extrémité est affutée pour avoir une adaptation, est mobile suivant l'axe de propagation Ox et les deux axes perpendiculaires Oy et Ox.

On règle le zéro interférométrique en O à l'aide de l'atténuateur et du déphaseur placés dans la branche de référence. On peut alors suivre très facilement les surfaces équiphases en utilisant la vis micrométrique pour rattraper le zéro interférométrique.

Pour les courbes de puissances on opère de la même façon. Nous annulons l'onde de référence et nous atténuons l'onde émise par le klystron jusqu'à obtenir la détection dans la zone quadratique (Figure A-13, page 28.) .(La tension détectée est proportionnelle à la puissance électromagnétique).

Remarque :

On vérifie que l'on peut faire les mesures sans le deuxième groupe de lentilles qui gêne les déplacements puisque, en le remplaçant par un anéchoïde on trouve les mêmes résultats, ce qui confirme bien l'adaptation de ces lentilles.

Les résultats de ces mesures sont consignés sur les tableaux suivants :

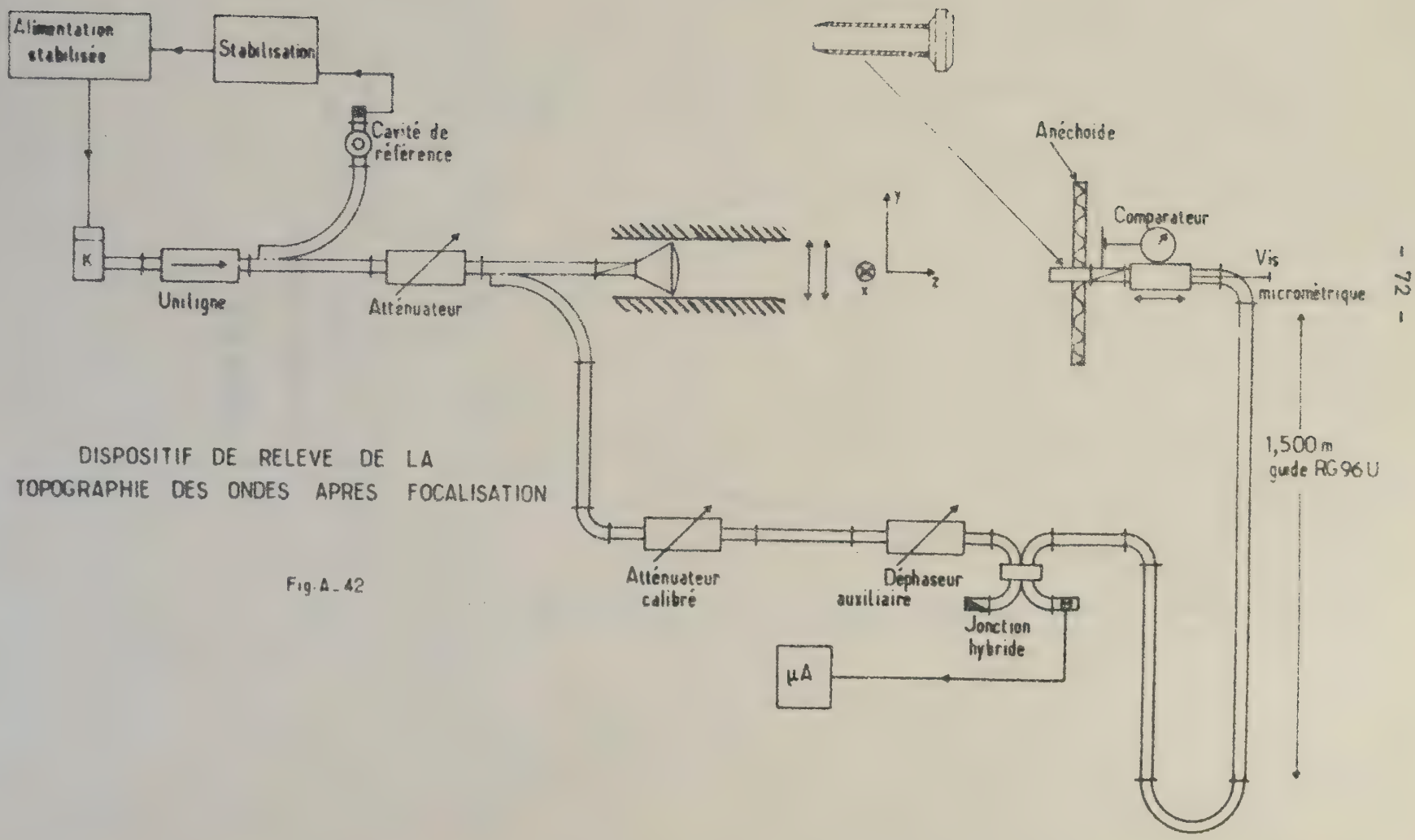
Figure A-43 : Distribution de la puissance électromagnétique à la sortie du diaphragme anéchoïde ;

Figure A-44 : Même relevé dans le plan vertical yOz. Suivant le plan horizontal on trouve les mêmes formes de courbes. Seules diffèrent les largeurs à mi-hauteur (8,5 mm à 3dB au foyer au lieu de 11,5 mm).. Cela vient de l'émission (petit côté du guide horizontal : E = Ex);

Figure A-45 : Relevé de la puissance le long de l'axe des z : il y a un maximum au foyer ;

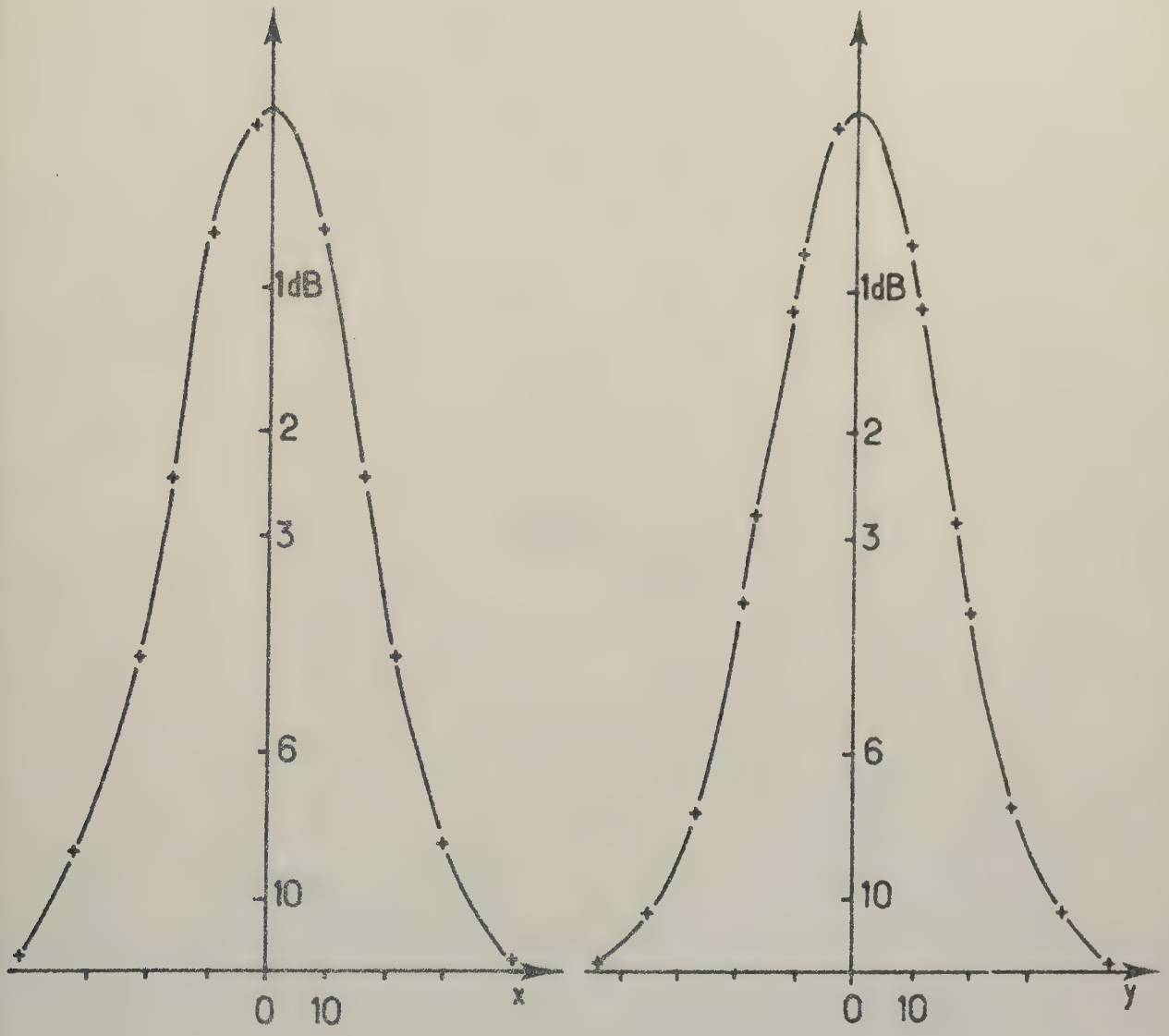
Figures A-46 "a et b" : Topographie de la puissance électromagnétique dans les plans yOz et xOz ;

Figure A-47 : Relevé des courbes équiphases et équipuissances dans les plans xOz et yOz sur lesquels on réunit les points à puissances constantes. Ces courbes sont bien perpendiculaires aux surfaces équiphases.



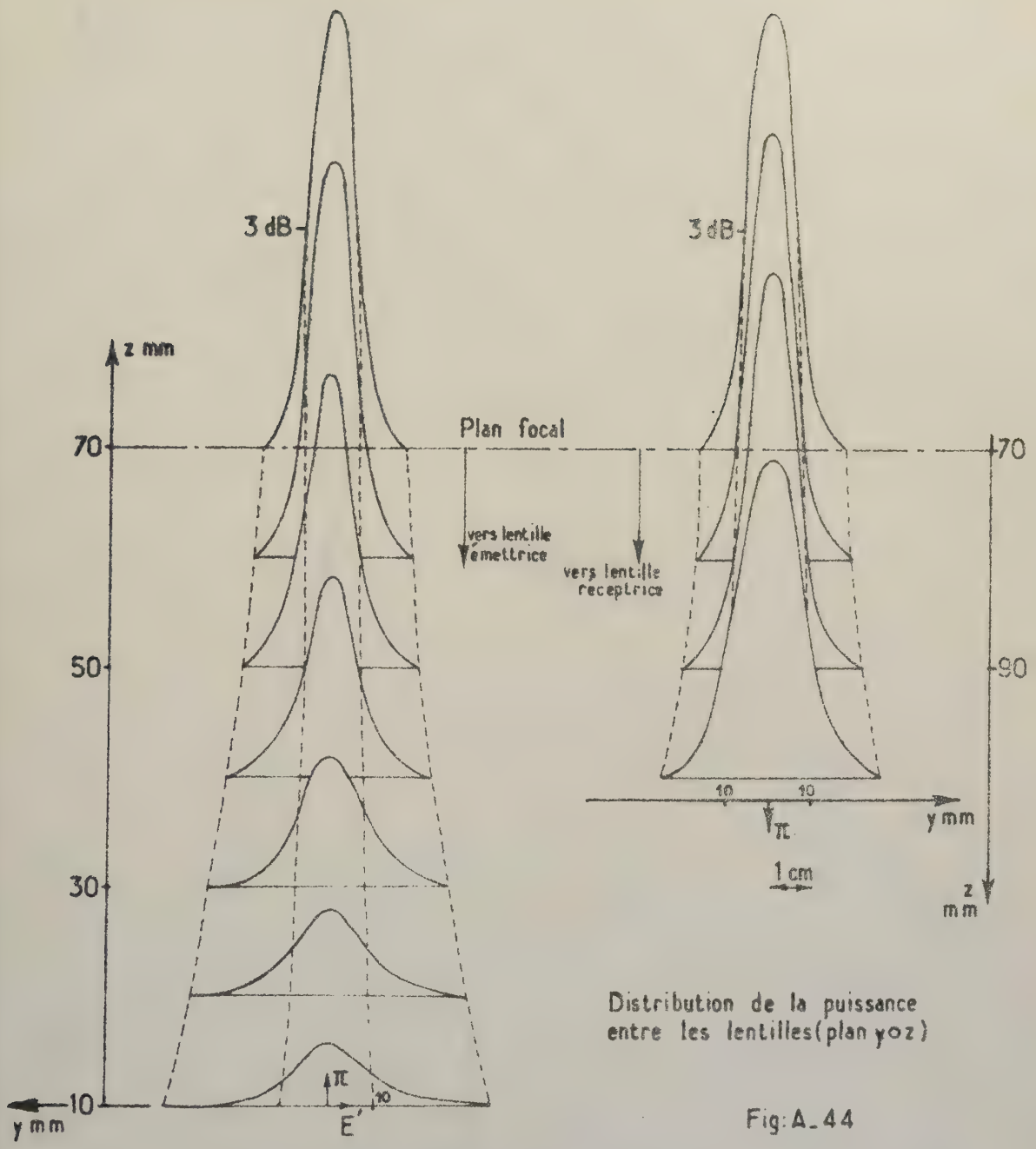
DISPOSITIF DE RELEVE DE LA TOPOGRAPHIE DES ONDES APRES FOCALISATION

Fig. A_42



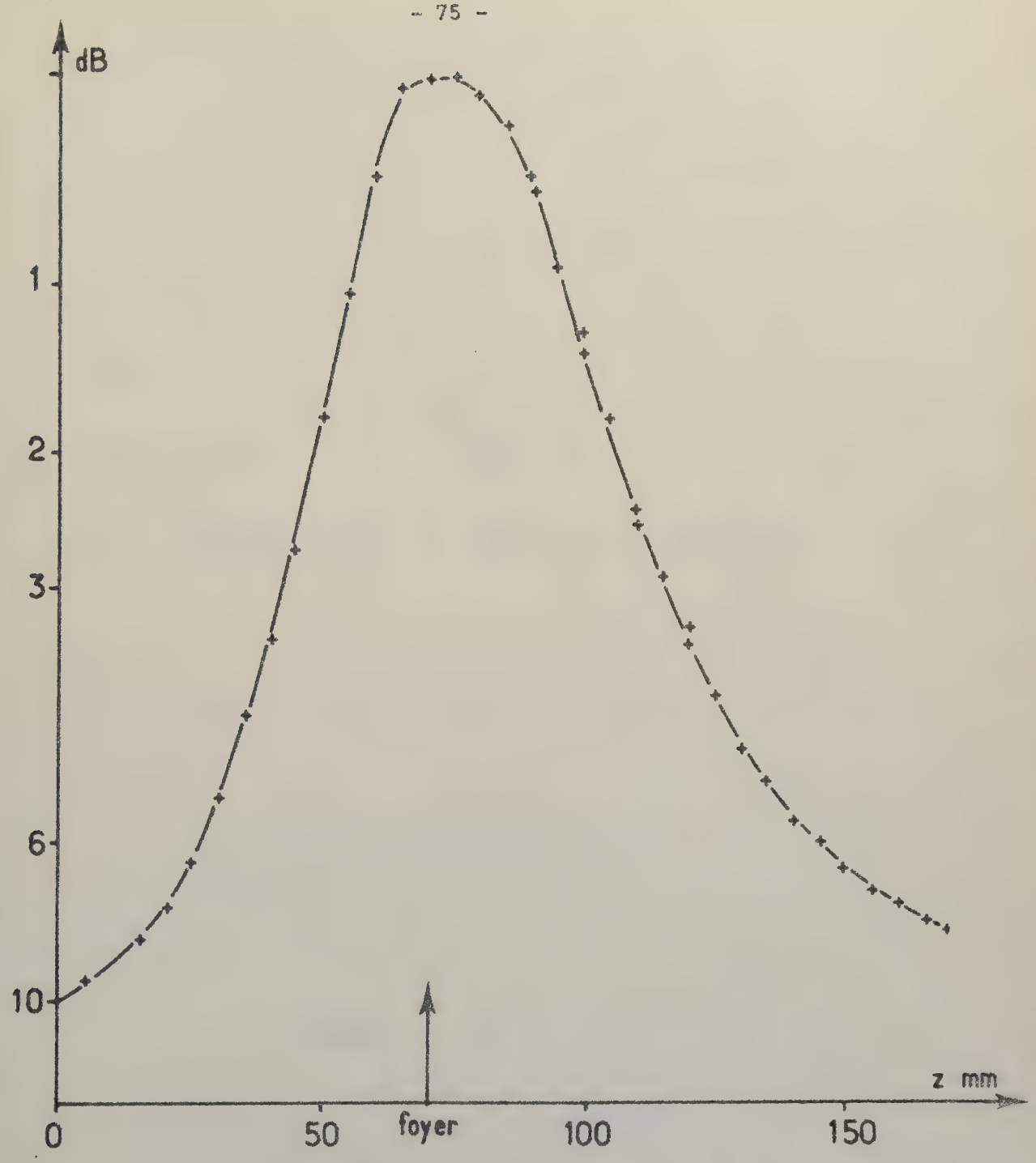
Distribution de la puissance hyperfréquence
de l'onde plane à l'entrée du dispositif focalisant
(mesures relatives)

Fig:A_43



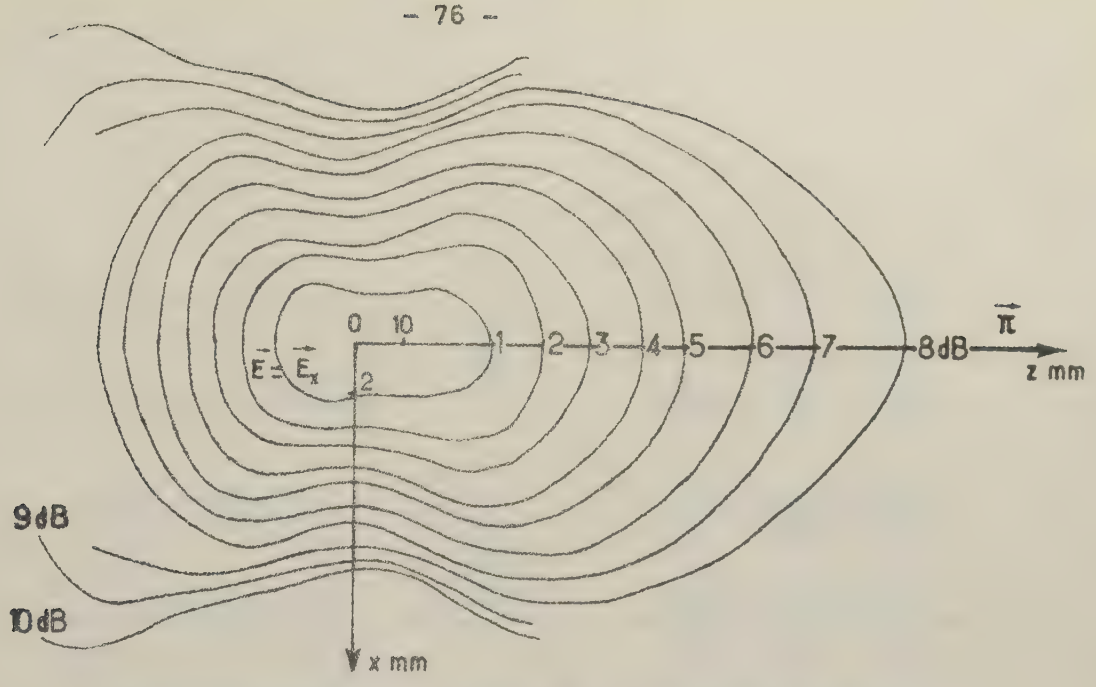
Distribution de la puissance entre les lentilles (plan yoz)

Fig: A_44

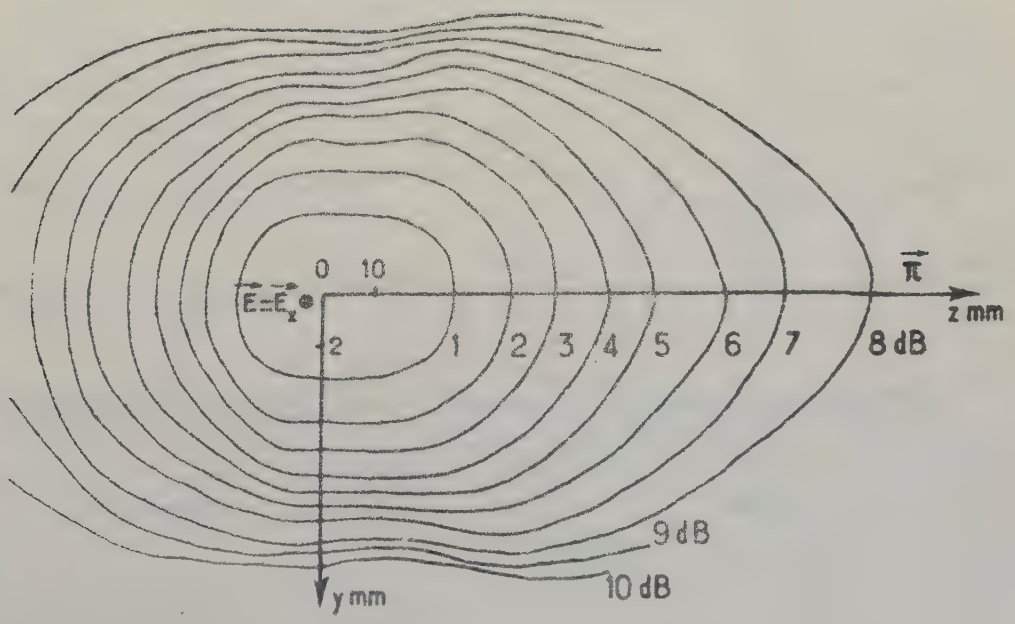


Distribution de la puissance hyperfréquence le long de l'axe de propagation et à l'intérieur du dispositif focalisant

Fig: A_45



Topographie autour du foyer (plan xoz) Fig: A_46 (a)



Topographie autour du foyer (plan yoz) Fig: A_46 (b)

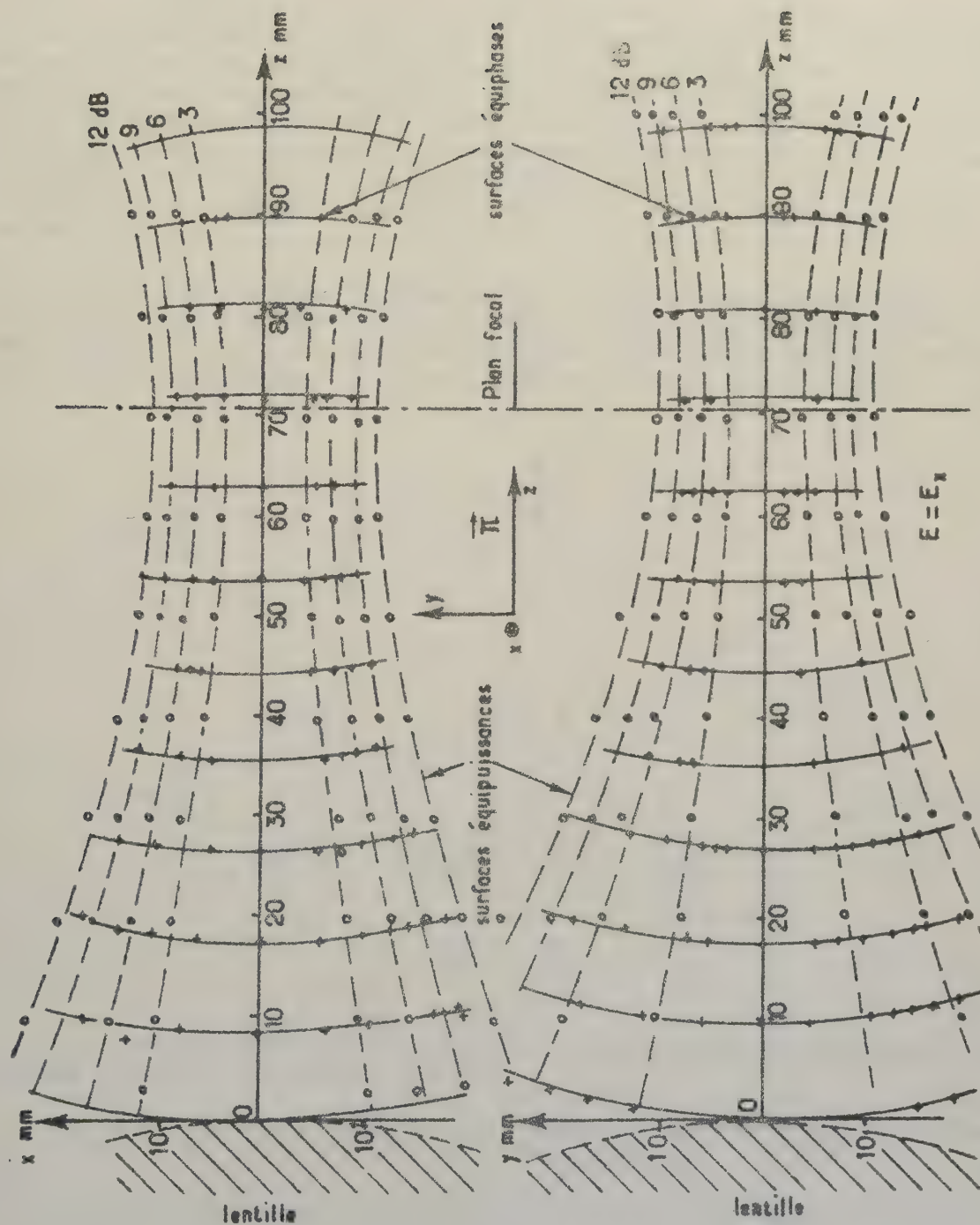


Fig: A_47 ° Courbes équiphases et équipuissances données par le dispositif focalisant

3°- Variation de phase au foyer :

L'examen de ces courbes semble indiquer une variation "exceptionnelle" de phase suivant l'axe des z de l'ordre de 3 %..La longueur d'onde entre les lentilles semble être supérieure à λ_o émise comme si on avait affaire à une propagation guidée. Il suffit de déplacer la sonde réceptrice le long de l'axe des z en laissant cette fois la branche de référence en fonctionnement, pour relever les franges d'interférences avec ou sans le dispositif focalisant. Le décalage entre les deux relevés est très net. L'exploration a été faite sur 20 mm autour du foyer (Figure A-48, page suivante).

Il est possible de déduire cette variation exceptionnelle de phase de l'expérience représentée sur la figure A-49 qui nous avait permis de vérifier que le taux d'ondes stationnaires était minime lorsque l'on faisait varier la distance D entre les deux systèmes de lentilles.

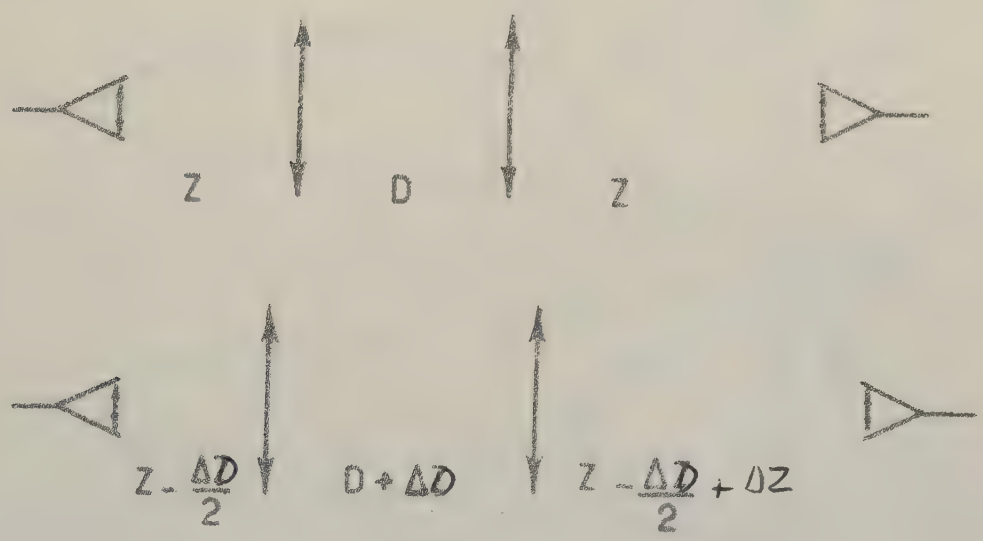


Fig:A_49

Pour une distance D entre les deux systèmes, le déphasage correspondant donné par l'ensemble est :

$$\phi_o = 2\,\beta_o\, z + 2\,\phi_L + \beta'_o\, D$$ ($2\,\phi_L$ déphasage introduit par le système focalisant).

Pour une distance D + ΔD on doit déplacer le cornet récepteur de Δz pour retrouver la même valeur de ϕ_o puisque λ'_o entre les lentilles est supérieure à λ_o donc $\beta'_o\ \Delta D < \beta_o\ \Delta D$.

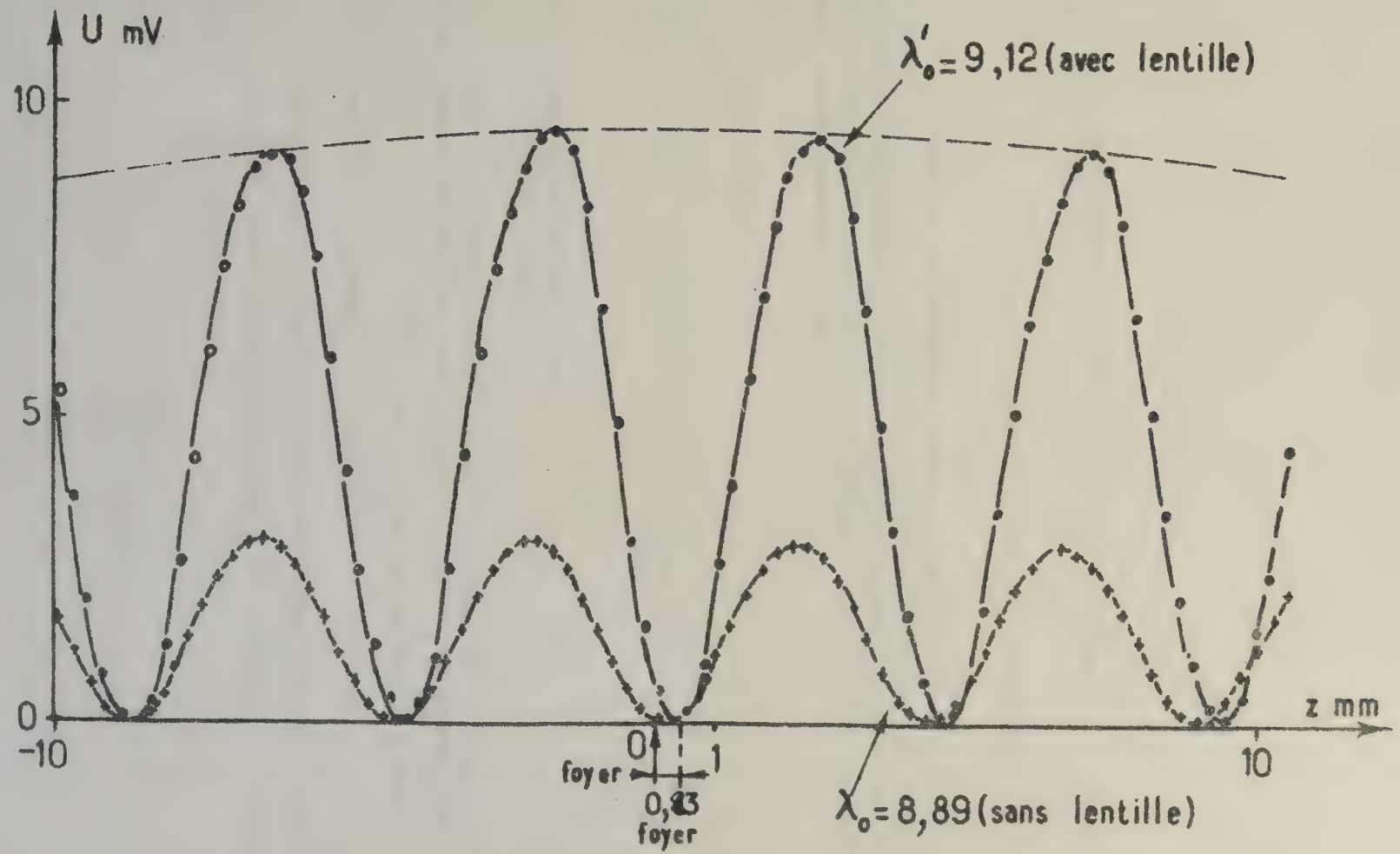
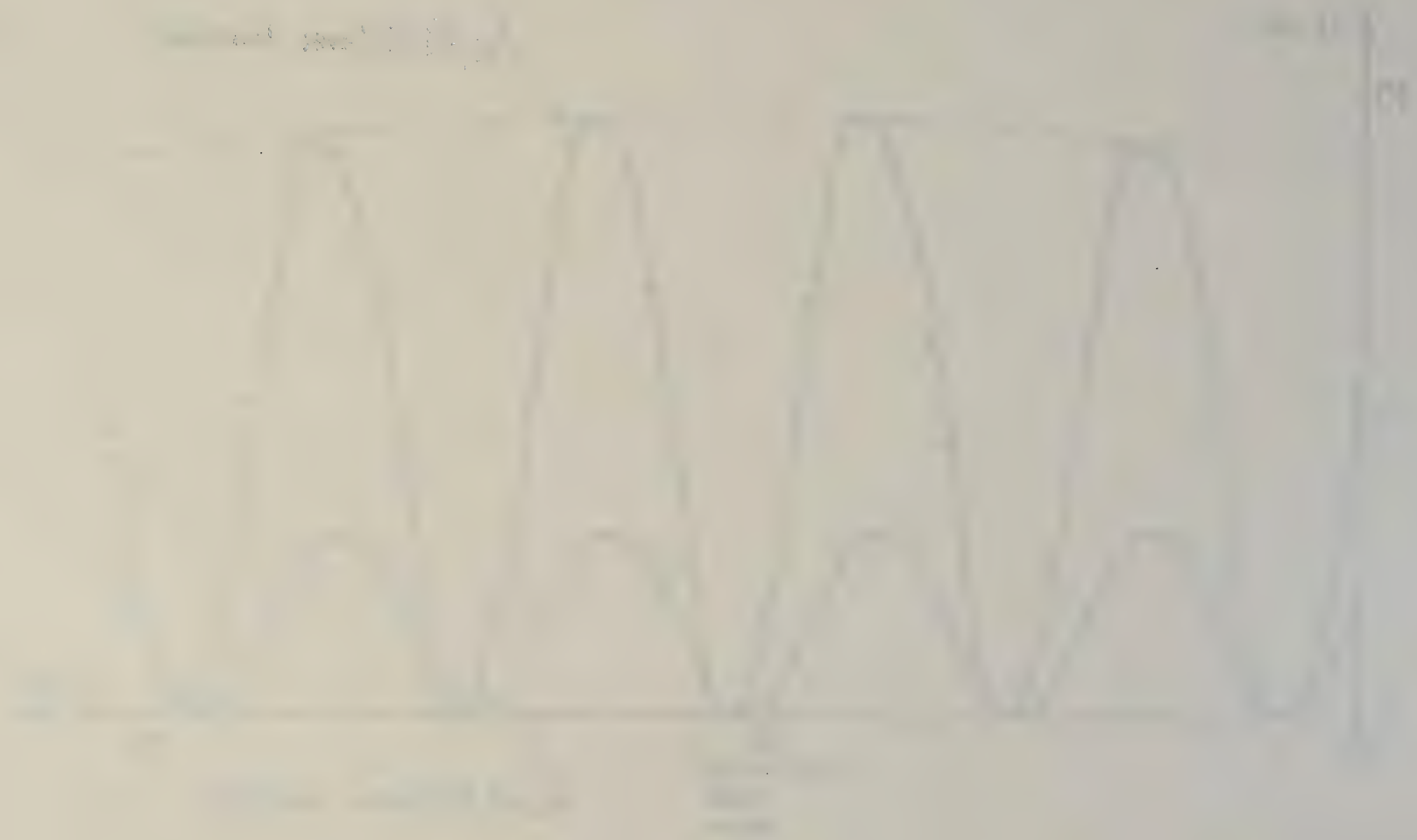


Fig: A_48 Relevé interféromètrique au foyer



$$\phi_o = 2\,\beta_o\,(z - \frac{\Delta D}{2}) + 2\,\phi_L + \beta'_o\,(D + \Delta D) + \beta_o\,\Delta z$$

Par suite :

$$\Delta z = (1 - \frac{\lambda_o}{\lambda'_o})\,\Delta D$$

Soit :

$$\lambda'_o = \frac{\lambda_o}{1 - \frac{\Delta z}{\Delta D}}$$

or : $\Delta z / \Delta D$ représente la pente de la droite moyenne de la courbe de la figure A-41 , page 70).

$$\frac{\Delta z}{\Delta D} = \text{tg}\,\alpha = 0{,}0245 \quad \text{d'où} \quad \lambda'_o = 1{,}025\,\lambda_o$$

L'étude de ce phénomène connu en optique {Bo-1}a été faite par plusieurs auteurs {Fa-1 ; Ma-6 } et en particulier par J.G. WEGROWE {We-1} qui donne l'expression du champ électrique dans la zone focale en utilisant les formules du phénomène de diffraction à l'infini (ramené dans le focal) d'une ouverture circulaire.

Sur l'axe :

$$E(oz) = j\,\pi a^2\,E_o\,\frac{\exp(-j\beta_o z)}{\lambda_o\,z}\,\exp\left(j\,\frac{\beta_o a^2}{4f}\,\frac{z-f}{z}\right)\,\frac{\sin\left(\frac{\beta_o a^2}{4f}\,\frac{z-f}{z}\right)}{\left(\frac{\beta_o a^2}{4f}\,\frac{z-f}{z}\right)}$$

avec a = rayon de la lentille ;
f = distance focale.

Cette expression montre que la variation de la phase contient en plus des termes ordinaires $\exp(-j\beta_o z)$ un terme supplémentaire : $\exp\left(j\,\frac{\beta_o a^2}{4f}\,\frac{z-f}{z}\right)$ qui dilate sur plusieurs longueurs d'onde la variation de π qui se produit au passage par le foyer.

Au voisinage du foyer, ce deuxième terme s'écrit $\exp\left(j\,\frac{\beta_o a^2}{4f^2}\,(z-f)\right)$ ce qui correspond à une variation linéaire de la phase avec une longueur d'onde $\lambda'_o = \frac{2\pi}{\beta'_o}$ telle que :

$$\Phi = -\beta_o z + \frac{\beta_o a^2}{4f^2}\,(z-f) \equiv \Phi_o - \beta'_o z$$

où ϕ_o est un terme indépendant de z et :

$$\lambda'_o = \frac{2\pi}{\beta'_o} = \frac{\lambda_o}{1 - \frac{a^2}{4f^2}} \simeq \lambda_o \left(1 + \frac{a^2}{4f^2} \right)$$

Nous avons trouvé expérimentalement $\lambda'_o = 1{,}025\ \lambda_o$, ce qui donne $\frac{a}{f} = \frac{1}{3}$. C'est bien l'ordre de grandeur puisque f peut être évalué à 120 mm (70 + 50) et a = 40 mm (Diamètre du diaphragme anéchoïde).

Le calcul précédent ne tient pas compte de l'absorption des lentilles et du fait que l'éclairement n'est pas uniforme. Il est possible de tenir compte de ce dernier facteur {Bo - 8}.

4°- Tache focale :

F.G. WEGROWE donne aussi l'expression $E(\rho f)$ du champ électrique au foyer et hors de l'axe le rayon du premier anneau :

$$r_1 = 1{,}22\ \frac{\lambda_o f}{2a}$$

soit dans notre cas : r_1= 16 mm, ce qui est bien l'ordre de grandeur (Figure A-47,page 77).

-:-:-:-:-:-

CHAPITRE A-6

MESURES DE RECOUPEMENT AVEC L'OPTIQUE FOCALISANTE (REFLEXION)

Nous avons vérifié la partie réflexion de l'interféromètre en utilisant l'optique focalisante et A. BOTTREAU la partie transmission. Nous avons vérifié que les résultats obtenus étaient bien en accord. Nous avons repris les échantillons précédemment utilisés, leurs dimensions étant considérablement réduites (quelques centimètres).

A-6-1. - VERIFICATION DE L'ADAPTATION DU BRAS EMISSION-REFLEXION. -

Les réglages du chapitre A-2-1 sont conservés, ce qui vérifie l'adaptation intrinsèque de l'optique focalisante.

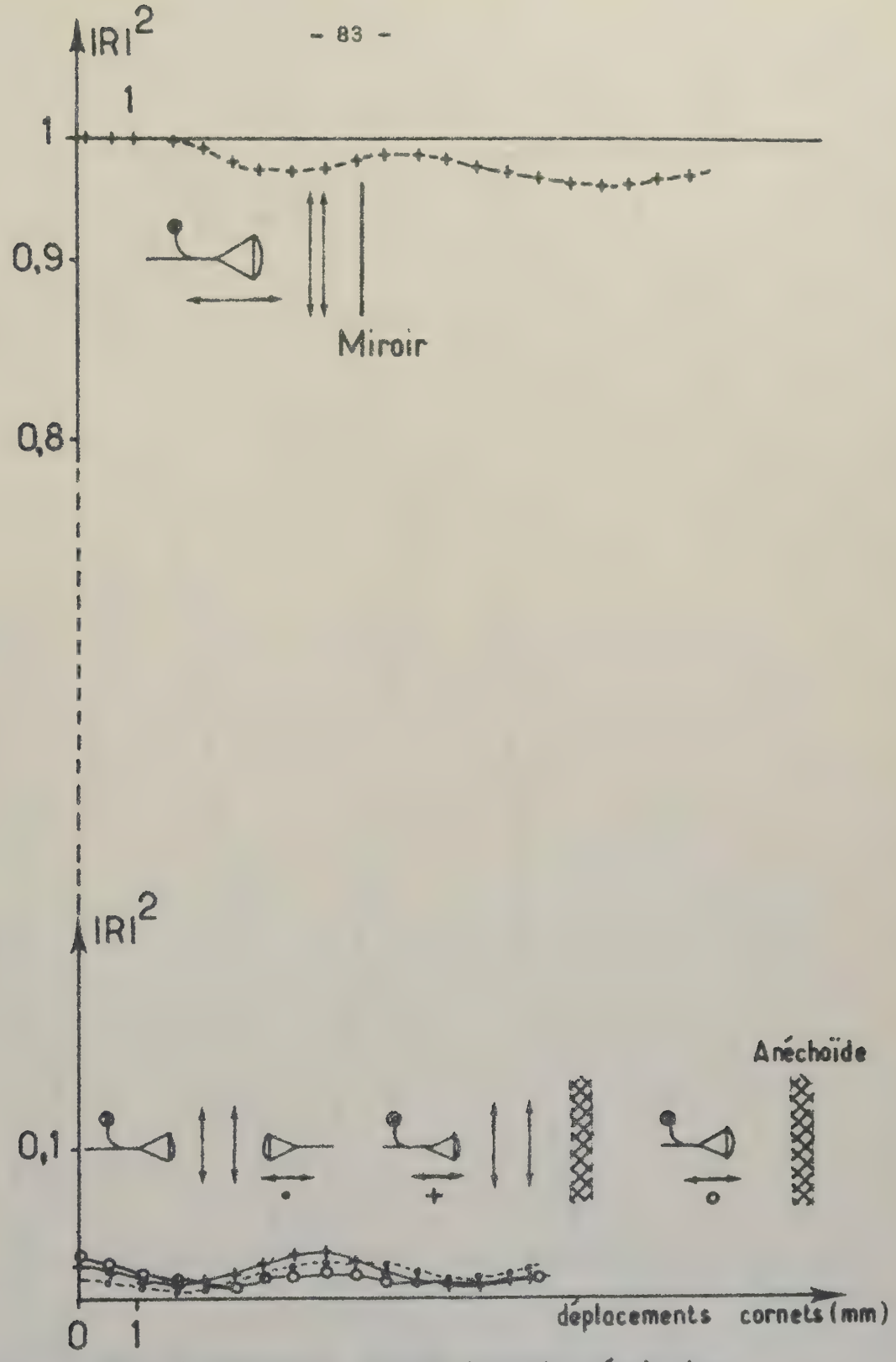
Les différentes mesures de vérification sont consignées Figure A-50 (module du coefficient de réflexion). L'onde d'interférence que l'on relève en mettant alors en service le bras de référence est donnée Figure A-51. On vérifie que l'on trouve bien le même résultat en déplaçant le cornet émetteur - récepteur, ce qui confirme en particulier l'absence de perturbations dues à la flexion du guide lorsque l'on fait les mesures.

A-6-2. - UTILISATION DES TABLES DE PASSAGE DES VALEURS MESUREES (PHASE ET MODULE DES COEFFICIENTS DE REFLEXION) AUX VALEURS ε' ET ε" DE LA PERMITTIVITE. -

Il y a lieu de remarquer que le déplacement du cornet se fait dans un milieu d'indice 1 où $\lambda_o = 8{,}89$ mm, tandis que l'échantillon est introduit entre les lentilles où $\lambda'_o = 9{,}12$ mm, soit un milieu d'indice $n'_o = \frac{\lambda_o}{\lambda'_o}$ inférieur à 1 et il y aura lieu de multiplier la valeur mesurée n' par n'_o pour avoir n.

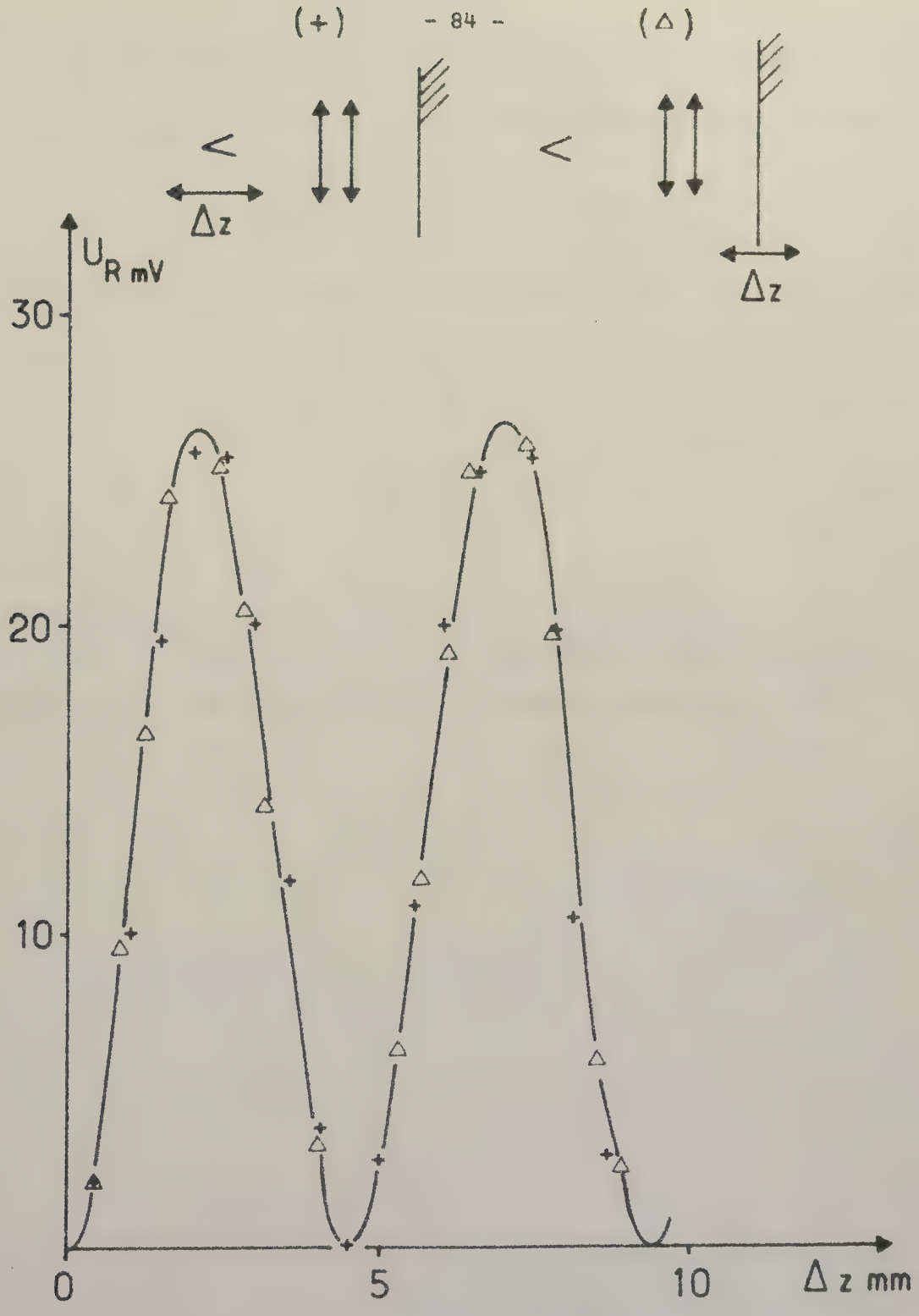
De même, l'utilisation des tables conduit aux valeurs :

$$\varepsilon'_t = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta'^2_o} \qquad ; \qquad \varepsilon''_t = \frac{2\,\alpha\,\beta}{\beta'^2_o}$$



Mesures de vérification de la branche émission.

Fig: A_50



Ondes stationnaires relevées en présence du dispositif focalisant (réflexion)

Fig:A_51

où $\beta'_o = \frac{2\pi}{\lambda'_o}$ correspond au milieu dans lequel est introduit l'échantillon.

Pour avoir les valeurs de la permittivité complexe relative au vide, c'est-à-dire :

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \frac{2\,\alpha\,\beta}{\beta_o^2}$$

il faudra multiplier les valeurs données par les tables par $\left(\frac{\lambda_o}{\lambda'_o}\right)^2$ soit :

$$\varepsilon' = \varepsilon'_t \left(\frac{\lambda_o}{\lambda'_o}\right)^2$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon''_t \left(\frac{\lambda_o}{\lambda'_o}\right)^2$$

avec ici $\left(\frac{\lambda_o}{\lambda'_o}\right)^2 = 0{,}952$.

Les valeurs données par les tables étaient donc de 2,5 % trop élevées. Avec la correction de $(\lambda_o/\lambda'_o)^2$ les valeurs finales sont en bon accord avec les valeurs précédemment trouvées (Tableaux A-5 et A-6).

-:-:-:-:-:-

MESURES AVEC OPTIQUE FOCALISANTE (λ'_o = 9,12 mm)
(Ière méthode - sans miroir)

Echantillon	Epaisseur mm	Valeurs données par les tables ε'_t	ε''_t	Valeurs corrigées ε'	ε''
Téflon	5,15 ± 0,01	$2,17_5$ ± 0,01	<0,01 ± 0,03	$2,06_8$ ± 0,01	<0,01 ± 0,03
Plexiglas	2,02 ± 0,02	2,73 ± 0,05	$0,02_6$ ± 0,02	$2,59_5$ ± 0,05	$0,02_5$ ± 0,02
	2,74 ± 0,01	2,74 ± 0,04	anti-reflet	$2,60_5$ ± 0,04	anti-reflet
	4,84 ± 0,02	2,73 ± 0,03	$0,02_5$ ± 0,02	2,59 ± 0,03	$0,02_5$ ± 0,02
	7,75 ± 0,02	$2,73_5$ ± 0,04	$0,02_4$ ± 0,01	2,60 ± 0,04	$0,02_3$ ± 0,01
	9,32 ± 0,01	2,73 ± 0,03	$0,02_6$ ± 0,01	$2,59_5$ ± 0,03	$0,02_5$ ± 0,01
Lucoflex	3,01 ± 0,01	2,89 ± 0,08	$0,02_9$ ± 0,03	2,75 ± 0,08	$0,02_8$ ± 0,03
	4,99 ± 0,01	2,84 ± 0,09	$0,02_7$ ± 0,002	2,70 ± 0,09	0,026 ± 0,002
	15,27 ± 0,02	2,91 ± 0,04	0,01 ± 0,05	2,77 ± 0,04	0,01 ± 0,05
Ferritite	9,74 ± 0,01	$5,53_5$ ± 0,06	0,17 ± 0,05	5,26 ± 0,06	0,16 ± 0,05
Dellite	8,00 ± 0,01	$3,6_4$ ± 0,2	0,2 ± 0,1	$3,4_5$ ± 0,2	0,2 ± 0,1
Permalite	11,08 ± 0,01	$3,53_5$ ± 0,08	$0,3_6$ ± 0,07	3,36 ± 0,08	0,34 ± 0,07
Canevasite	4,98 ± 0,02	3,8 ± 0,4	$0,4_8$ ± 0,2	$3,6_1$ ± 0,4	$0,4_5$ ± 0,2
Bakélite	1,00 ± 0,01	4,1 ± 0,1	$0,2_5$ ± 0,1	3,9 ± 0,1	$0,2_5$ ± 0,1
	1,89 ± 0,01	$4,1_5$ ± 0,3	0,3 ± 0,2	$3,9_5$ ± 0,3	0,3 ± 0,2
	12,14 ± 0,01	4,0 ± 0,5	$0,2_7$ ± 0,1	3,8 ± 0,5	$0,2_5$ ± 0,1

TABLEAU A-5

MESURES AVEC OPTIQUE FOCALISANTE (λ'_o = 9,12 mm)
(2ème méthode - avec miroir)

Echantillon	Epaisseur mm	Valeurs données par les tables ε'_t	Valeurs données par les tables ε''_t	Valeurs corrigées ε'	Valeurs corrigées ε''
Téflon	5,15 ± 0,01	2,18 ± 0,05	<0,01 ± 0,01	2,07 ± 0,05	<0,01 ± 0,01
Plexiglas	2,02 ± 0,02	2,74 ± 0,01	$0,02_6$ ± 0,01	2,60 ± 0,01	$0,02_8$ ± 0,01
	2,74 ± 0,01	$2,72_5$ ± 0,03	0,025 ± 0,003	2,59 ± 0,03	0,024 ± 0,003
	4,84 ± 0,02	$2,73_5$ ± 0,04	0,027 ± 0,005	2,60 ± 0,04	0,026 ± 0,005
	7,75 ± 0,02	$2,73_5$ ± 0,03	$0,02_1$ ± 0,01	2,60 ± 0,03	0,02 ± 0,01
	9,32 ± 0,01	$2,73_5$ ± 0,03	$0,02_1$ ± 0,01	2,60 ± 0,03	0,02 ± 0,01
Lucoflex	3,01 ± 0,01	2,91 ± 0,05	$0,02_7$ ± 0,02	2,77 ± 0,05	$0,02_6$ ± 0,02
	4,99 ± 0,01	2,89 ± 0,04	$0,01_2$ ± 0,02	2,75 ± 0,04	$0,01_1$ ± 0,02
	15,27 ± 0,02	2,900 ± 0,005	0,029 ± 0,008	2,755 ± 0,005	0,028 ± 0,008
Ferritite	9,74 ± 0,01	5,34 ± 0,06	$0,12_6$ ± 0,01	$5,17_5$ ± 0,06	0,12 ± 0,01
Dellite	8,00 ± 0,01	$3,8_0$ ± 0,1	$0,1_6$ ± 0,1	3,6 ± 0,1	$0,1_5$ ± 0,1
Permalite	11,08 ± 0,01	3,56 ± 0,05	0,242 ± 0,006	3,38 ± 0,05	0,23 ± 0,06
Canevasite	4,98 ± 0,02	3,79 ± 0,05	$0,3_1$ ± 0,1	3,60 ± 0,05	$0,2_9$ ± 0,1
Bakélite	1,00 ± 0,01	$4,0_1$ ± 0,2	$0,1_9$ ± 0,1	$3,8_1$ ± 0,2	$0,1_8$ ± 0,1
	1,89 ± 0,01	4,10 ± 0,06	0,27 ± 0,07	$3,9^0$ ± 0,06	0,26 ± 0,07
	12,14 ± 0,01	$4,0_0$ ± 0,1	0,27 ± 0,06	3,8 ± 0,1	0,26 ± 0,06

TABLEAU A-6

DEUXIEME PARTIE

REALISATION D'UNE DECHARGE P. I. G.

MESURES INTERFEROMETRIQUES D'UN PLASMA DE NEON

CHAPITRE B-1

ETUDE ET REALISATION D'UNE DECHARGE REFLEX DU TYPE P.I.G. (PHILIPS IONISATION GAUGE)

B-1-1. - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT. -

Le principe de telles décharges est connu depuis longtemps {Pe-1} . Il s'agit d'une décharge électrique dans un gaz en présence d'un champ magnétique axial. Les anodes sont des cylindres creux et les cathodes face à face sont réunies à un même potentiel négatif par rapport aux anodes {Co-3 ; Br-1 , Br-2 ; Ch-4 } (Figure B-1).

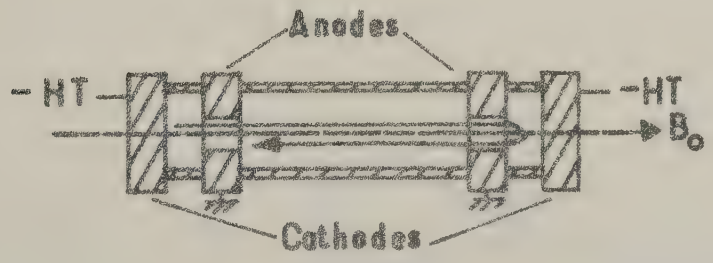


Fig: B_1

Les électrons émis par une cathode (électrons primaires) sont accélérés par le potentiel de l'anode. Ils traversent alors une région inter-anodique grossièrement équipotentielle pour être réfléchis par le potentiel négatif de l'autre cathode. Le rôle de l'induction magnétique est de retarder la diffusion perpendiculaire consécutive aux collisions avec les différentes particules . C'est un champ de confinement.

Le rayon de gyration des électrons est $\frac{mv}{eB}$. Ils effectuent plusieurs aller-retour avant d'être récoltés par l'anode (décharge réflex). On a donc l'équivalent d'un tube de plusieurs mètres de long.

Après quelques chocs ionisants, leur vitesse est suffisamment ralentie pour qu'on ne la distingue pas des électrons secondaires issus de l'ionisation du gaz. Ils forment avec les ions et les atomes neutres restants le plasma de charge résultante nulle (autant d'électrons que d'ions).

Une telle décharge fonctionne à basse pression (peu d'atomes neutres) et puisque les électrons effectuent un trajet important avant d'être récoltés par l'anode, le taux d'ionisation $\frac{N}{N_a}$ est élevé.

La décharge peut fonctionner en cathode chaude (filament de tungstène ou cathodes à oxydes) ou en cathode froide. On peut encore utiliser des cathodes creuses, en métal réfractaire, chauffées par bombardement ionique. C'est cette solution que nous retiendrons car elle présente les avantages des cathodes froides (possibilités de rentrée d'air, robustesse et durée de vie) et ceux des cathodes chaudes (pouvoir émissif élevé). On trouvera en référence plusieurs articles sur le mécanisme de cette décharge {Ba-4 ;Ba-2; Kn-1 ; Gr-1 ; Kn-2 ; Mi-2}.

Le bilan simplifié de la charge est le suivant (Figure B-2) :

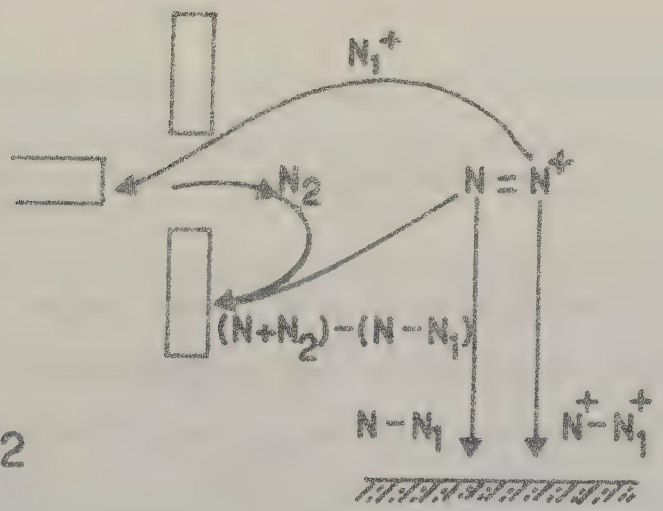


Fig: B_2

Le plasma est constitué de N^+ ions, de N électrons et de N_a atomes $N^+ = N$.

Le bombardement ionique de la cathode est dû à N_1^+ ions et il produit N_2 électrons. Les autres ions diffusent vers la paroi soit $N^+ - N_1^+$ et entraînent avec eux une quantité égale d'électrons $N-N_1$ (diffusion ambipolaire) avec lesquels ils se recombinent sur la paroi isolante de la cellule. Les N_2 électrons contribuent à la formation du plasma avec K collisions ionisantes (K = 1 , 2 , ...).On aura un nombre total d'électrons de $N_2 + KN_2 = N_2 + N$ puisque les K collisions libèrent les $N = K N_2$ électrons secondaires.

Le courant de la décharge sera donc produit par :

$$(N_2 + N) - (N - N_1) = N_1 + N_2 \text{ électrons.}$$

Si K' désigne le coefficient d'émission secondaire de la cathode, on aura :

$$N_2 = K' N_1^+ = \frac{N}{K} \quad \text{donc} \quad N_1^+ = \frac{N_2}{K'} = \frac{N^+}{KK'} \quad .$$

La condition d'entretien de la décharge sera donc $N^+ > N_1^+$ soit :

$$KK' > 1$$

Collisions du flux électronique primaire avec les atomes neutres du gaz :

Les électrons primaires vont entrer en collision avec les électrons, les ions, les particules neutres résiduelles du gaz. On distinguera trois sortes de collisions :

- les collisions multiples à longue distance avec les électrons et les ions du plasma considéré comme un milieu fortement ionisé ;

- les collisions élastiques avec les particules neutres ;

- les collisions inélastiques avec les particules neutres (ionisation et excitation).

Il est important, dans le cas d'un diagnostic par hyperfréquence , de comparer les ordres de grandeur des collisions à la pulsation ω de l'onde de sondage ($\omega \simeq 2.10^{11} s^{-1}$ pour f = 33 GHz) pour savoir si les termes $Z_{ei} = \frac{\nu_{ei}}{\omega}$ et $Z_{ea} = \frac{\nu_{ea}}{\omega}$ sont négligeables.

On utilise la relation suivante donnée par ailleurs { Du-1 ; De-3 ; Gi-1 }:

$$\nu ei = 5{,}25 \cdot 10^{-6} \bar{N} \; T_e^{-3/2} \; \text{Log } \Lambda$$

pour laquelle L. SPITZER donne un tableau des valeurs numériques de Log Λ {Sp- 1} :

et $$\nu_{ea} = \sigma_{ea} \; \bar{N}_a \sqrt{\frac{3k \; T_e}{\pi \; m_e}}$$ (en première approximation)

où σ_{ea} est la section efficace de la collision électron-neutre De-3 ;
$\bar{N}_a$ est le nombre de neutres $\bar{N}_a = \frac{p}{k \; T_a} = 6.10^{20}$ él/m^3 pour

$p = 2.10^{-2}$ torr et $T_a = 300°$ K ;

ν_{ea} peut aussi être évalué à partir de la probabilité de collision {Br-5} des électrons avec les neutres.

L'application numérique de ces formules donne :

$$Z = Z_{ei} + Z_{ea} \leq 10^{-3}$$

pour Log $\Lambda \simeq 10$ et T_e quelques dizaines de miliers de °K.

B-1-2. - REALISATION D'UNE DECHARGE REFLEX DE TYPE P.I.G. -

L'ensemble du montage est donné figure B-3, et sur les photographies hors texte.

1° - Partie centrale inter-anodes : (Figure B-4) {Bo-4} .

Elle est réalisée en altuglas. Ce matériau est transparent, donc permet de voir la décharge. Il a surtout l'avantage de pouvoir permettre d'incorporer le dispositif focalisant dans les parois mêmes de la cellule et donc d'éviter des réflexions multiples supplémentaires. Il y a cependant des risques de dégazages supplémentaires, c'est pourquoi les régions exposées sont protégées intérieurement par des coupelles en pyrex de 55 mm de diamètre intérieur. Elles sont amovibles, placées au voisinage des anodes et laissent un passage suffisant aux hyperfréquences.

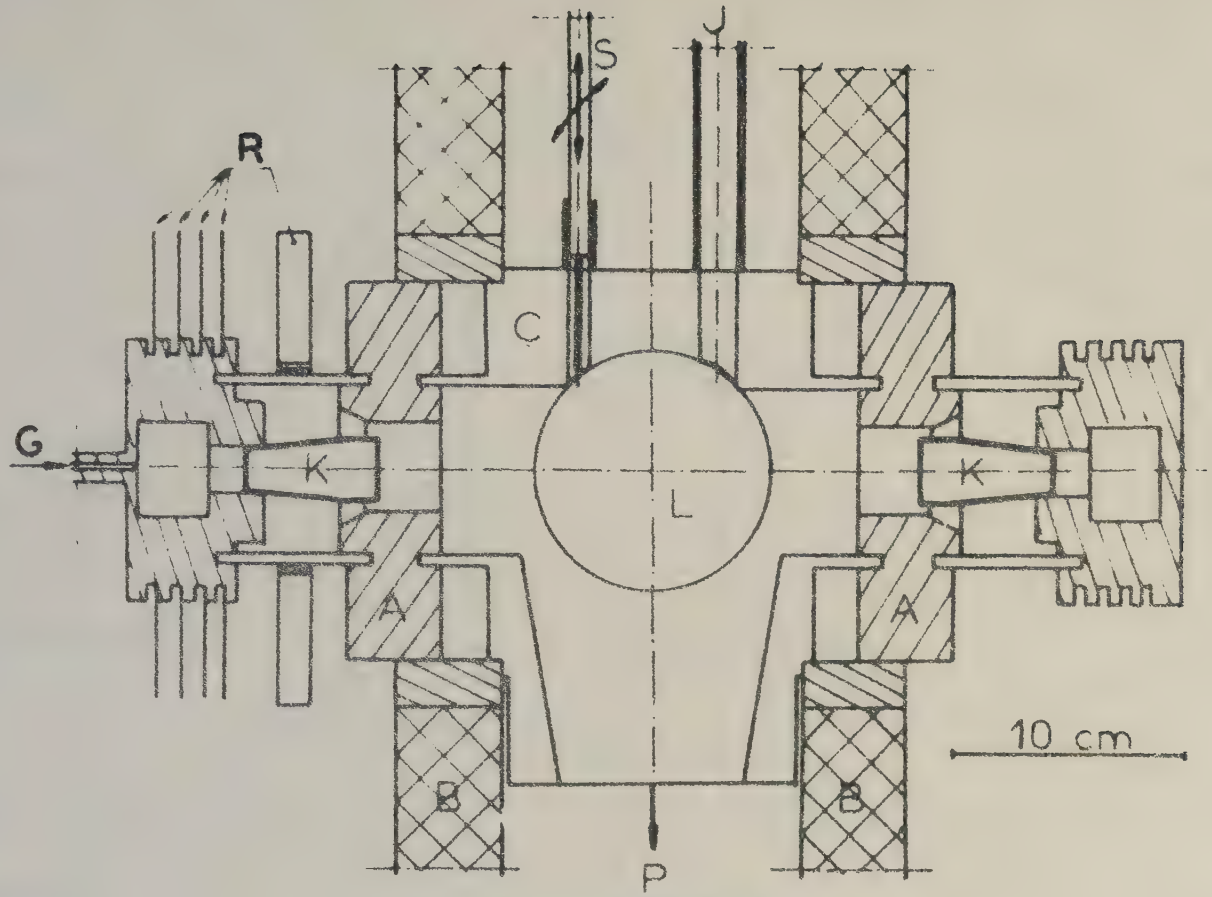
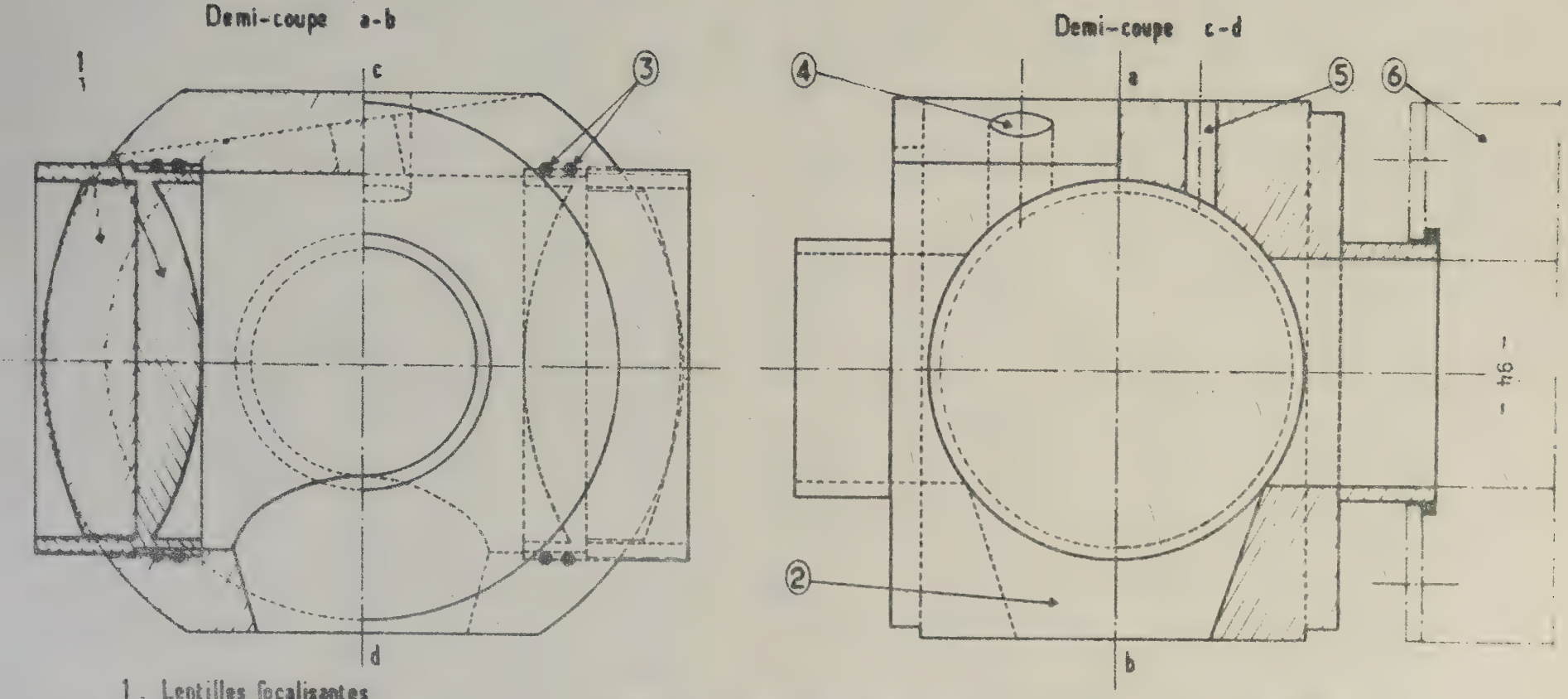


FIG. B_3

A : Anodes
B : Bobines de confinement
C : Cellule
G : Arrivée de gaz
J : Jauge à vide
K : Cathodes
L : Lentilles hyperfrequence
P : Pompe à vide
S : Sonde de Langmuir



1 . Lentilles focalisantes
2 . Orifice de pompage
3 . Joints toriques
4 . Orifice de sonde
5 . Orifice de jauge
6 . Anode

CELLULE A PLASMA (partie inter-anodique)

10mm

Fig: B_4

2°.- Partie inter-électrodes :

Les parties isolantes cathodes-anodes furent réalisées en corindon recouvert d'araldite. L'ensemble est isolant et résiste bien à la chaleur. On a collé, à l'araldite (à la manière des guides d'ondes) des flasques en duralumin à chaque extrémité des coupelles de raccordement cylindriques pour obtenir un ensemble moins fragile aux opérations de montage et de démontage.

3°.- Anodes :

Nous avons conservé les anodes en duralumin refroidies par une circulation d'eau. Elles sont au potentiel zéro.

Notre but était de chercher à réaliser un plasma tel que sa topographie électronique (courbes à indice constant) relevée dans un plan perpendiculaire à l'axe de la décharge, soit adaptée aux surfaces équipotentielles de l'onde électromagnétique. Autrement dit, le problème est de réaliser un ensemble "faisceau hyperfréquence de sondage"-"faisceau plasma" adapté l'un à l'autre, de telle façon que les "caustiques" du faisceau hyperfréquences soient constamment perpendiculaires aux courbes de densité électronique.

Dans ce but, nous avons réalisé des anodes "transition circulaire-rectangulaire". L'orifice anodique est constitué par un passage progressif entre un cercle de 50 mm de diamètre et un rectangle de 11 × 44 mm.

4°. - Cathodes :

Plusieurs types furent essayés avant d'obtenir un compromis satisfaisant entre l'émission et la robustesse :

- Cathodes froides (disques) : Ces cathodes sont robustes puisque constituées par un bloc de duralumin. Elles ne sont pas perturbées par les rentrées d'air et leur nettoyage ne demande aucune précaution particulière.

Par contre, l'émission électronique est assez faible donc le taux d'ionisation est faible aussi ; on ne dépasse guère 10^{11} électrons/cm^3 ; on est encore loin du but qui est d'atteindre la "coupure" donc $1{,}3 \cdot 10^{13}$ électrons/cm^3 , pour étudier en particulier à cet endroit la propagation. L'amorçage assez difficile, nécessite une tension élevée que l'on peut obtenir à l'aide d'une bobine de Ruhmkorff .

- Cathodes chaudes : Chauffage par filament .

Nous avons fait monter par la Radiotechnique une "batterie" de 25 cathodes à oxydes,de tubes électroniques classiques (6,3 V ; 1,3 A) réparties en deux cercles concentriques. Pour diminuer leur destruction par bombardement ionique, un focalisateur a été prévu à leur extrémité.

La cathode est formée par le procédé habituel : chauffages successifs d'intensités croissantes s'accompagnant de dégazages. Après cette formation, on déclenche le phénomène d'avalanche dans le plasma par une augmentation de la température de la cathode en élevant l'intensité pendant un temps très bref. On obtient des densités électroniques que l'on évalue à 10^{12} électrons/cm^3 mais la durée de vie des cathodes est insuffisante pour leur prix. Nous avons donc abandonné ce procédé.

. Chauffage par bombardement .

Les cathodes creuses du type PAY P12 de PAZ et VISSEAUX ont pratiquement la robustesse des cathodes froides et une bien meilleure émission. Un essai avec un jeu de cathodes de 3/10 de mm d'épaisseur en fer nous a permis d'atteindre la coupure . Malheureusement, ces cathodes présentent deux inconvénients : Tout d'abord le bombardement ionique est très important (courant de plusieurs ampères) et les cathodes s'usent rapidement. Le second inconvénient est le dépot métallique qui se forme sur la face interne des lentilles focalisantes et qui les rend progressivement opaques.

Le fer fut donc abandonné au profit du tantale.

Les cathodes utilisées sont tubulaires de 20 mm de diamètre et 2/10 de mm d'épaisseur {Mi-1 ; De-1} . L'admission du gaz se fait par une extrémité (au lieu des deux), ce qui donne de meilleurs résultats pour la stabilité et l'amorçage {Do-1} . Ces cathodes creuses sont "gazeuses" puisque le gaz est sans cesse admis pour créer un gradient de pression le long des cathodes. On utilise à cet effet un robinet à aiguille Speedivac, type OSIC (Edwards).

Pour adapter les cathodes à l'orifice circulaire - rectangulaire des anodes, leurs extrémités ont été écrasées suivant un rectangle aux angles arrondis de 28 × 6 mm. Les mesures de sonde qui seront décrites dans un chapitre suivant correspondent parfaitement à la distribution électronique souhaitée. Elles vérifient à postériori : le choix de forme et de dimension des électrodes. Aucune diffraction du faisceau électromagnétique ne sera à craindre et surtout le plasma se comportera comme une succession de lames à faces parallèles d'indice lentement variable.

5°- Le vide :

Le vide est assuré par une pompe primaire à palettes 3,5 m^3/heure,

à deux étages suivie d'une pompe à diffusion à vapeur d'huile PD060 des Etablissements BEAUDOUIN (vide limite 10^{-6} torr, débit 65 l/s à 10^{-4} torr). On doit pomper 24 heures après chaque remise d'air. Le vide limite est de 2.10^{-6} torr. La pression de travail varie entre 7.10^{-3} et 2.10^{-2} torr pour le néon. La multiplicité des joints toriques ne pose pas de problèmes particuliers de tenue au vide à la température ambiante (si les gorges sont faites avec soin et les cotes respectées).

Des problèmes se posent lorsque la température s'élève. Ainsi lors des premières expériences, les rondelles de laiton servant à la fixation des cables d'alimentation se soudèrent par la chaleur dégagée par la décharge. Dans ces conditions, des dilatations intempestives se font et des fuites se produisent aux "points chauds" (les joints toriques s'incrustent par exemple dans l'altuglas).

Des solutions locales furent trouvées comme celles déjà citées de flasques en duralumin collées au tube de corindon qui permettent au joint torique d'être imprimé entre deux pièces métalliques.

L'évacuation des 2,5 kW dégagés dans cette cellule étanche fut assurée par de nombreuses ailettes en laiton de 15 × 3 cm associées à une ventilation énergique.

Le vide est mesuré par une jauge PIRANI TPF2 alimentée par une alimentation transistorisée AMP5.

L'étalonnage a été fait à l'aide d'une jauge JA 10 de chez SEAVOM, ionisation - cathode chaude.

Un piège à condensation à azote liquide réalisé au Laboratoire améliore le vide limite et découple la pompe de la cellule.

On trouvera, hors texte, la photographie de la décharge. La vue éclatée montre les cathodes RTC qui furent remplacées par des cathodes creuses en tantale lors des mesures définitives qui sont données par la suite.

B-1-3. - ALIMENTATION DE LA P.I.G. ET PRODUCTION DE L'INDUCTION MAGNETIQUE DE CONFINEMENT. -

B-1-3-1. - Alimentation :

Pour faire fonctionner le montage cathodes à oxyde, nous avons utilisé un groupe continu E.D.F. de récupération.

Après sa remise en état, nous disposions de 7 V, 200 A (génératrice courant) pour le chauffage des cathodes et de 700 V, 2 A (génératrice tension) pour la tension anodique. Ces deux génératrices sont entraînées par un moteur

5 CV, 1500 t/mn.

L'ensemble est robuste mais doît être commandé à distance (à cause du bruit et des vibrations).

Ce système d'alimentation a permis de préciser les paramètres de fonctionnement et de prévoir les valeurs des tensions et des courants les mieux adaptées à nos besoins. Nous nous sommes fixés les chiffres 1500 V 0,5 A pour l'amorçage et 500 V, 5 A en fonctionnement.

Nous avons opté pour un transformateur triphasé avec shunt magnétique réglable (dont les caractéristiques sont données Figure B-5) associé à un pont de Graetz à diodes en silicium (Figure B-6).

L'ensemble est souple, robuste et convient particulièrement bien à la charge variable (de 0 à ∞) que constitue un plasma. Le point de fonctionnement se fixe automatiquement et une stabilisation de ce point est assurée. Ce type d'alimentation fonctionne, sans inconvénient, aussi bien à vide qu'en court-circuit.

Il faut cependant prévoir, après le début de l'avalanche, et avant le régime à l'équilibre (Figure B-7), lorsque la tension tombe dans un domaine où la résistance est négative, des tensions inverses transitoires très élevées. Il s'est avéré que 8 × 6 diodes étaient nécessaires : soit quatre fois plus que pour un fonctionnement "normal" (Ces tensions inverses avaient fini par produire des claquages dans l'induit de la génératrice tension).

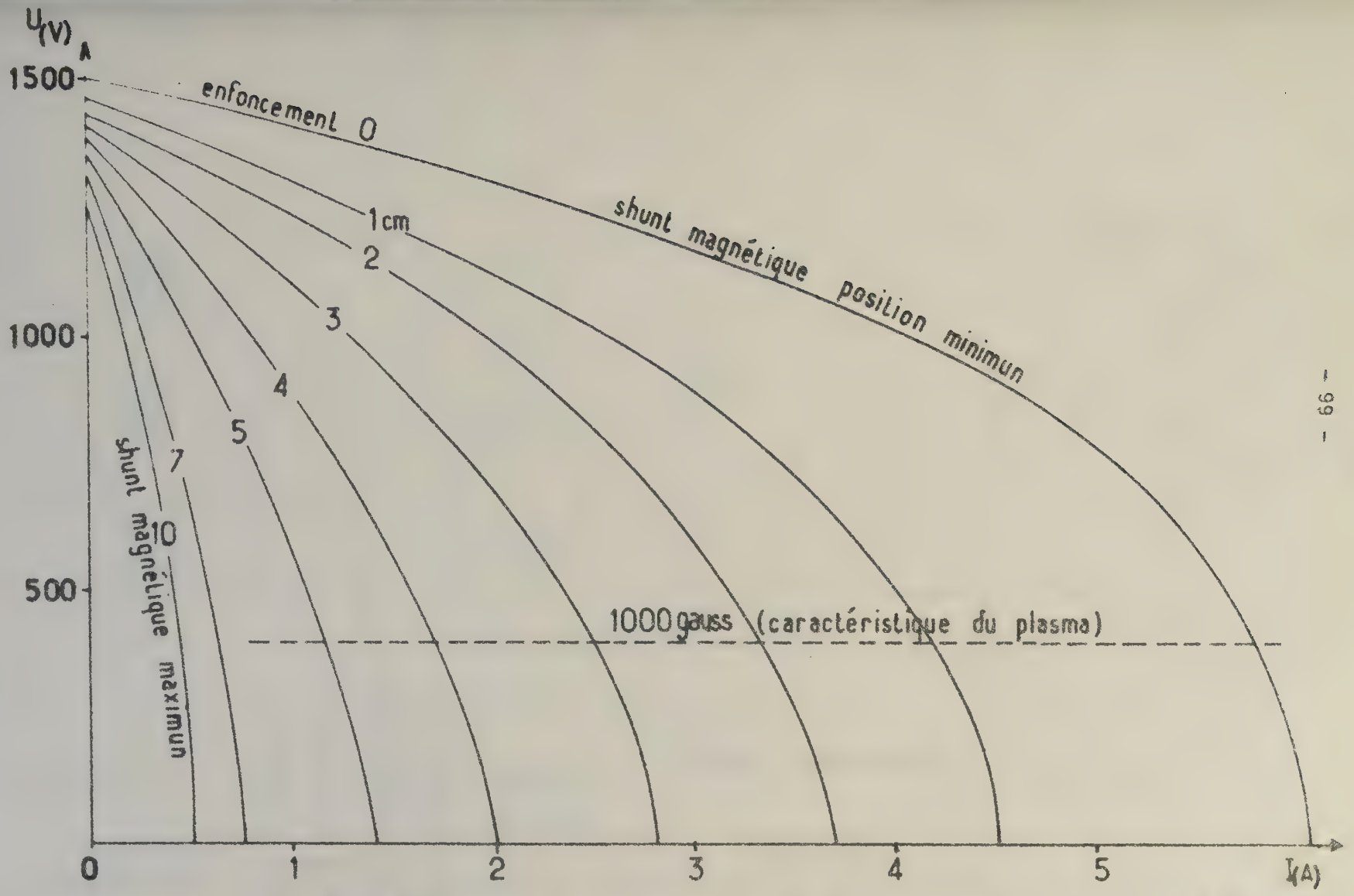
En outre, il est évidemment indispensable de protéger chaque diode par une cellule RC (1,5 MΩ , 33 nF) indépendante.

B-1-3-2. - Réalisation des bobines produisant une induction magnétique de confinement. -

Le fonctionnement d'une décharge réflex de type P.I.G. nécessite la création d'une induction homogène dans tout le volume du plasma. Nous allons décrire une telle réalisation qui a abouti à la production d'une induction magnétique pouvant aller jusqu'à 1080 Gauss avec une inhomogénéité de 4 ‰ dans un volume de 2,5 litres. L'homogénéité suivant l'axe atteint 3,5 ‰. Les bobines ne sont pas exactement en position de Helmholtz.

Conditions imposées :

Nous disposons d'une alimentation PHILIPS régulée (RB 1140/01) 60 V , 80 A . La résistance à chaud des bobines devra donc être de 0,75 Ω



Caractéristiques de l'alimentation à shunt magnétique de la P.I.G.

Fig: B_5

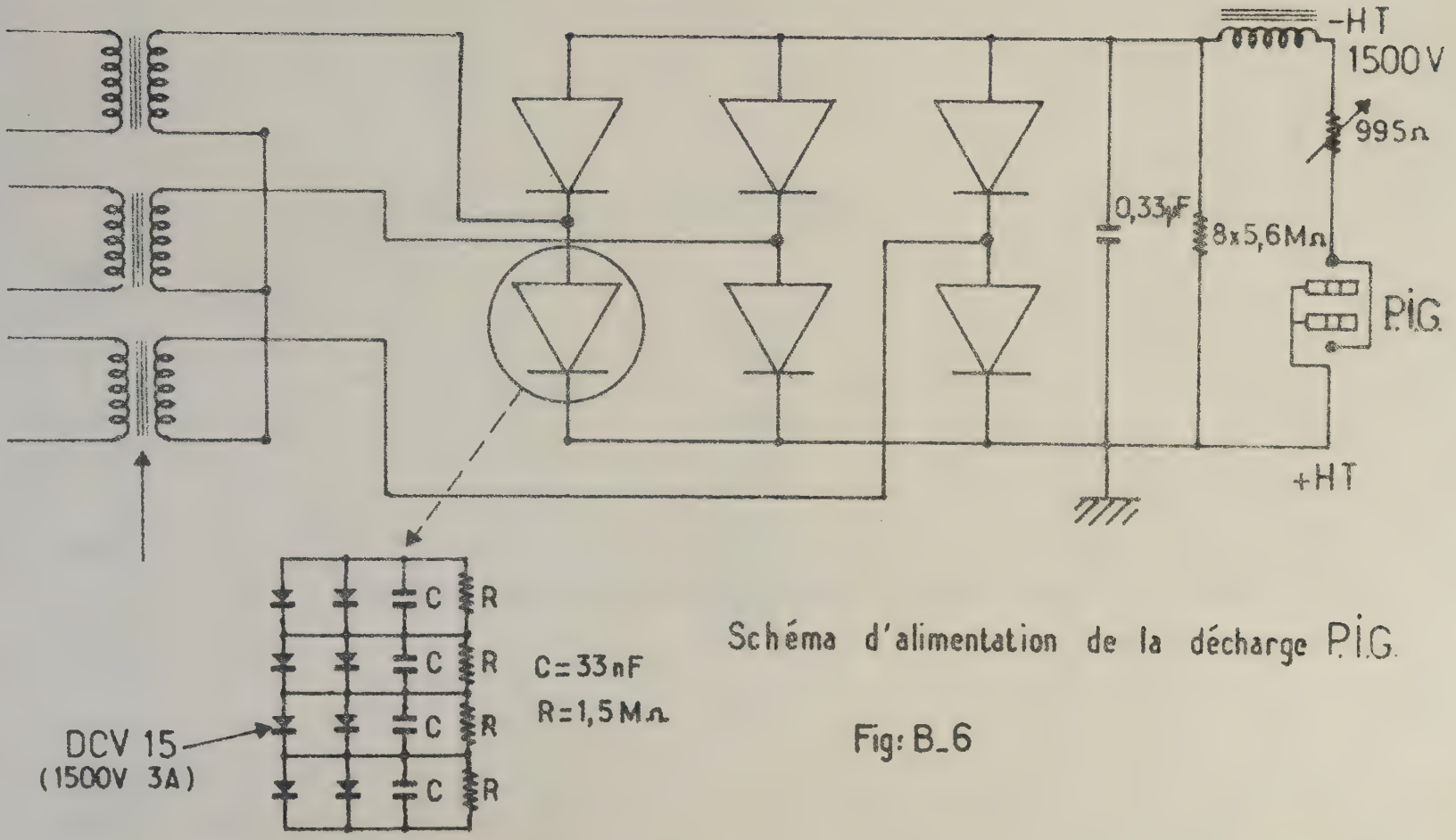
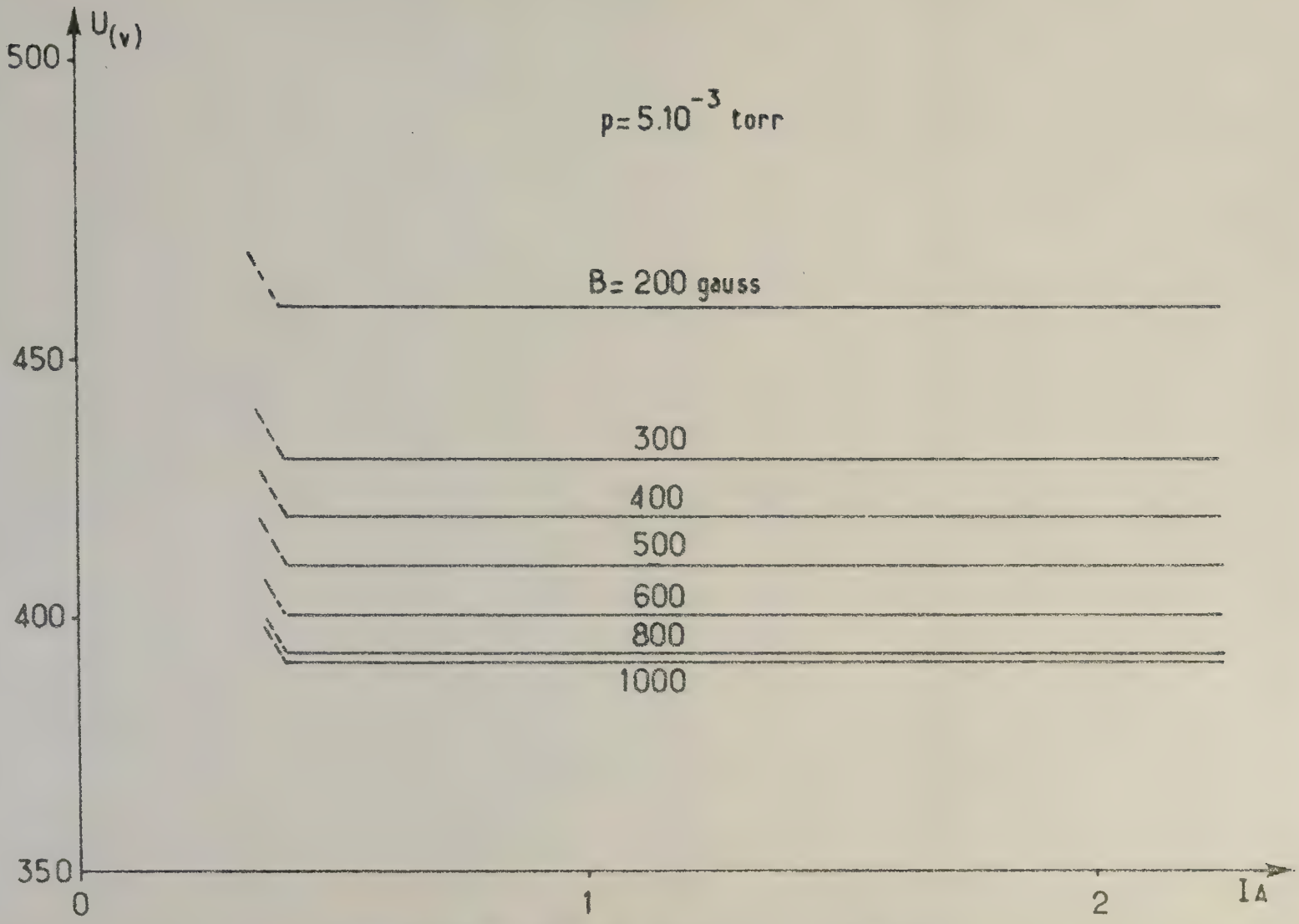


Schéma d'alimentation de la décharge P.I.G.

Fig: B_6



Caractéristiques de la P.I.G. Fig: B_7

si l'on veut utiliser au mieux la puissance disponible. Le coefficient de température a , de la résistance , est donnée par le fabricant du fil de bobinage en cuivre $a = \frac{1}{234,5}\ ^{\circ}C^{-1}$.

Donc à 20° C :

$$R_{20} = R_o \left(1 + \frac{20}{234,5}\right)$$

à 55° C :

$$R_{55} = R_o \left(1 + \frac{55}{234,5}\right)$$

55°C est la température choisie pour le fonctionnement - cette température d'équilibre pourra être stabilisée à l'aide de ventilateurs (refroidissement à air).

A 20°C, la résistance totale des bobines est :

$$R_{20} = R_{55}\ \frac{254,5}{289,5} = 0,75\ \ \frac{254,5}{289,5} = 0,66\ \Omega$$

Afin d'avoir un rendement maximum, nous prenons du ruban de cuivre de section rectangulaire et non du fil de cuivre. Le bobinage en sera facilité, les flasques pourront être minces et le coefficient de foisonnement sera maximum. En montant les enroulements en série, la section du fil aura sa valeur maximum et sera parcourue par les 80 A. Le rapport volume de l'isolant au volume du conducteur sera minimum et donc le coefficient de remplissage aura sa valeur optimum. En ruban de cuivre la plus grande section pouvant supporter un rayon de courbure de 10 cm (diamètre du creux des bobines, fixé par le diamètres de la décharge) est de 35,5 mm^2, ce qui conduit pour 80 A à une densité de courant de 2,25 A/mm^2 qui ne doit pas donner un échauffement trop exagéré malgré le coefficient de remplissage maximum (norme E.D.F. 3 A/mm^2). Ce ruban existe en 2 cm de large et 1,8 mm d'épaisseur (angles arrondis).

La longueur du bobinage à froid sera :

$$L_o = R_{20}\ \frac{S}{\rho_c} = 0,66\ \ \frac{35,5}{0,01724} = .1358 \text{ mètres}$$

$\rho_c = 0,01724\ \Omega\ mm^2/m$ résistivité donnée par le fabricant .

Le volume total du cuivre sera $V = L_o S = 48,2\ dm^3$ soit 420 kg.

Etude théorique :

L'induction magnétique B_{01} créée par une bobine est donnée par la relation {Ma-5 ; Ch-2} avec origine en O_1 :

$$B_{01} = \frac{\mu_o n_1 n_2 I_{01}}{2}\left[(x+b)\text{Log}_e \frac{a''+\sqrt{a''^2+(x+b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x+b)^2}} - (x-b)\text{Log}_e \frac{a''+\sqrt{a''^2+(x-b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x-b)^2}}\right]$$

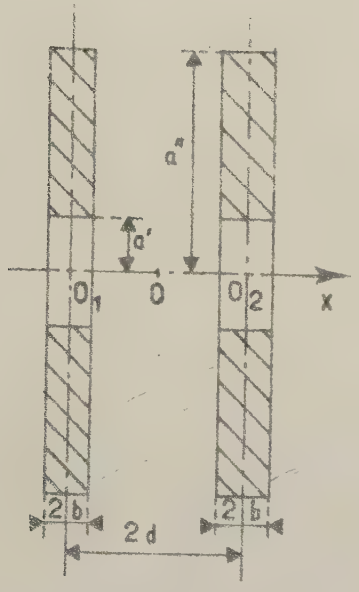


Fig: B_8

I_{01} : intensité du courant (A)

$n_1 n_2$: nombre de spires par mètre comptées suivant les axes de symétrie Ox et Oy.

Pour deux bobines distantes de $O_1O_2 = 2d$ et avec O pour origine ($\overline{O_1O} = \frac{\overline{O_1O_2}}{2}$) l'induction résultante sera pour un montage série :

$$B_O = B_{01} + B_{02} = \frac{\mu_o n_1 n_2 I_{01}}{2}\left[f_1(x) + f_2(x)\right] \times 2{,}3$$

avec :

$$f_1(x) = (x+d+b)\log_{10}\frac{a''+\sqrt{a''^2+(x+d+b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x+d+b)^2}} - (x+d-b)\log_{10}\frac{a''+\sqrt{a''^2+(x+d-b)^2}}{a'+\sqrt{a''^2+(x+d-b)^2}}$$

$$f_2(x) = (x-d+b)\log_{10}\frac{a''+\sqrt{a''^2+(x-d+b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2\ (x-d+b)^2}} - (x-d-b)\log_{10}\frac{a''+\sqrt{a''^2+(x-d-b)^2}}{a'+\sqrt{a'^2+(x-d-b)^2}}$$

le diamètre du creux est fixé par le diamètre de la décharge 2a' = 20 cm.
La distance entre les flasques intérieurs doit au moins être égale à 12 cm

pour laisser le passage au faisceau hyperfréquence de sondage soit $2d - 2b \geq 12$ cm.

Nous avons alors fait le calcul numérique de la fonction $f(x) = f_1 + f_2$ pour différentes distances entre les bobines et nous avons tracé les courbes représentatives de f(x) pour 2b = 2cm ; 2b = 4 cm ; 2b = 6 cm.

Le meilleur résultat a été trouvé pour 2b = 4 cm , a'' = 50 cm et 2d-2b = 16 cm. On a alors f(x) = 4,05 cm sur une distance de 16 cm et à mieux de 4/ 1000 (Figure B-8).

Compte tenu de la longueur totale du ruban qui a été évaluée à 1358 mètres, chaque bobine sera constituée par deux enroulements en série, toujours pour des raisons de rapport (isolant/conducteur) minimum , de longueur L_1= 340 m chacun . Le nombre de spires par enroulement sera :

$$N_1 = \frac{L_1}{\pi(a'+a'')} = \frac{340}{\pi(0,1+0,5)} = 180 \text{ spires}$$

L'épaisseur de l'isolant e_i est donnée en fonction de l'épaisseur e_2 = 1,80 mm du ruban de cuivre par la relation :

$$e_i = \frac{a''-a'}{N_1} - e_2 = \frac{500 - 100}{180} - 1,80 = 0,42 \text{ mm}$$

soit environ 4/10 de mm d'isolant entre 2 spires.

Les nombres de spires par cm sont donc :

$$n_1 = \frac{2}{2b} = \frac{1}{2} \text{ spire/cm} \quad \text{et} \quad n_2 = \frac{180}{a''-a'} = 4,5 \text{ spires/cm}$$

d'où l'induction au centre pour $I_0 = 80$ A = I_{01} (montage série) :

$$B_0 = \mu_o \frac{n_1 n_2}{2} I_0 f(x) = 4\pi\ 10^{-7}\ \frac{0,5.10^{+2}\ 4,5\ 10^{+2}}{2}\ 80 \times 9,31.10^{-2} = 1053.10^{-4} T$$

$$= 1053 \text{ gauss.}$$

Remarquons que les bobines ne sont pas exactement en position de Helmholtz afin de gagner un peu en largeur (f_1 et f_2 ne se coupent pas exactement en leurs points d'inflexion), la distance $2d = O_1O_2$ entre les centres serait alors égale à 15,4 cmm au lieu de 20 cm.

Dans ces conditions l'induction serait de 1170 gauss avec une

partie très homogène sur 6 cm mais sur les 16 cm qui nous intéressent l'homogénéité serait de 28/1 000 suivant l'axe au lieu de 4/1 000 .

Réalisation et étude expérimentale :

L'isolant (4/10 de mm) est réalisé en laine de verre initialement, puis lors du moulage du polyester liquide est envoyé sous pression et finit de remplir les interstices pour finalement faire un bloc compact. Les bobines ainsi réalisées n'ont pas besoin de flasques.

Les supports des bobines, ainsi qu'une table rigide en alliage léger ont été réalisés au Laboratoire. L'un des supports est mobile, un système de roulements à billes permet le déplacement de la bobine (250 kg) suivant la direction de l'axe du système. L'autre bobine, dont le support est fixé à la table est mobile dans un plan perpendiculaire, grâce à un dispositif de quatre excentriques. Le système peut ainsi être réglé parfaitement malgré le poids de l'ensemble. Des entretoises maintiennent l'ensemble une fois aligné.

Les mesures de conduction magnétiques ont été réalisées à l'aide d'un fluxmètre Norma . La figure B-10 représente la courbe B = f(I) au centre O du système, notamment pour 80 A , B = 1 040 Gauss (valeur calculée). La topographie a été tracée dans les plans diamétraux du creux. La bobine de mesure exploratrice était montée sur une crémaillère en laiton. Cette topographie est donnée Figure B-11 .

-:-:-:-:-:-

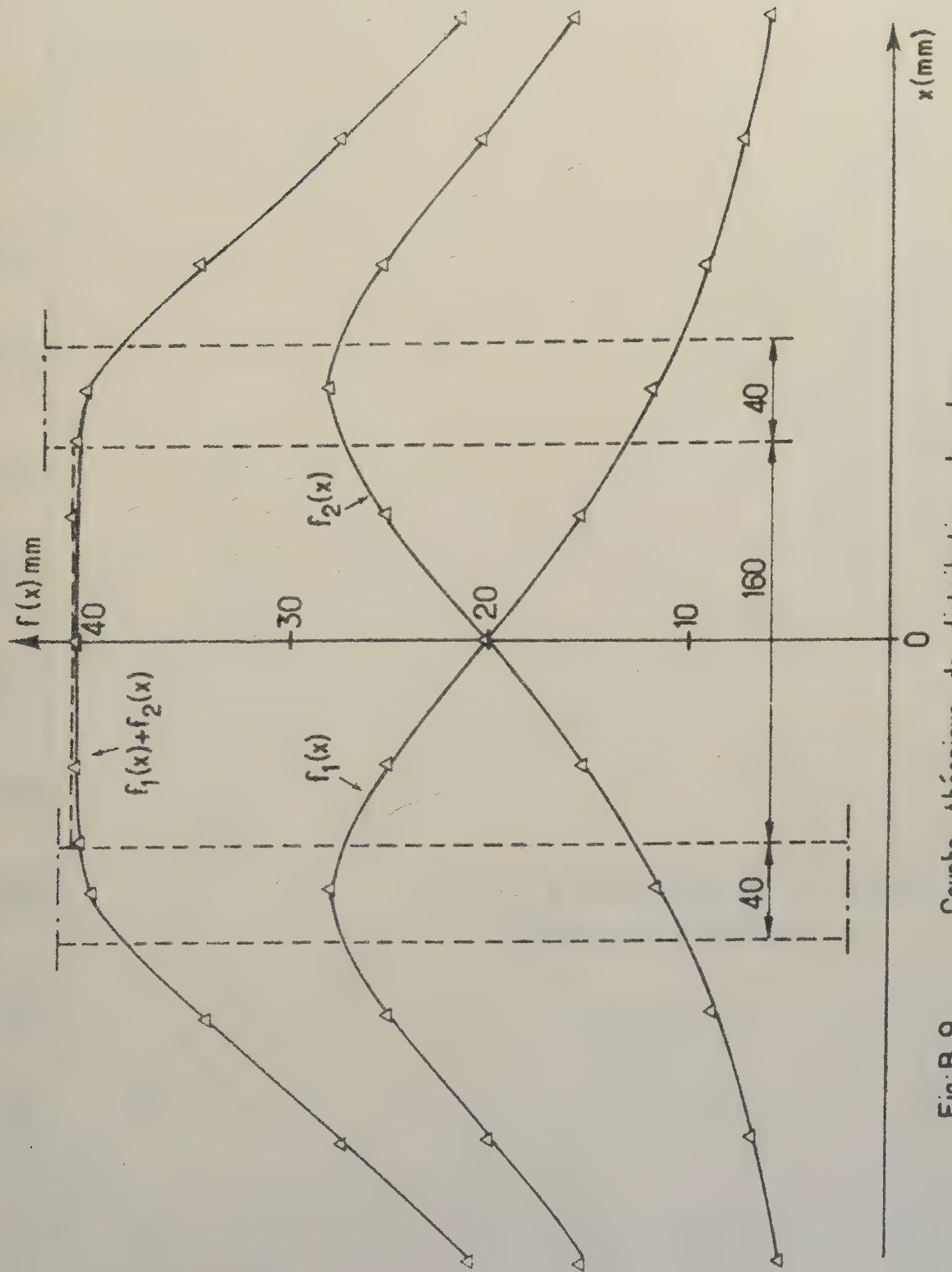
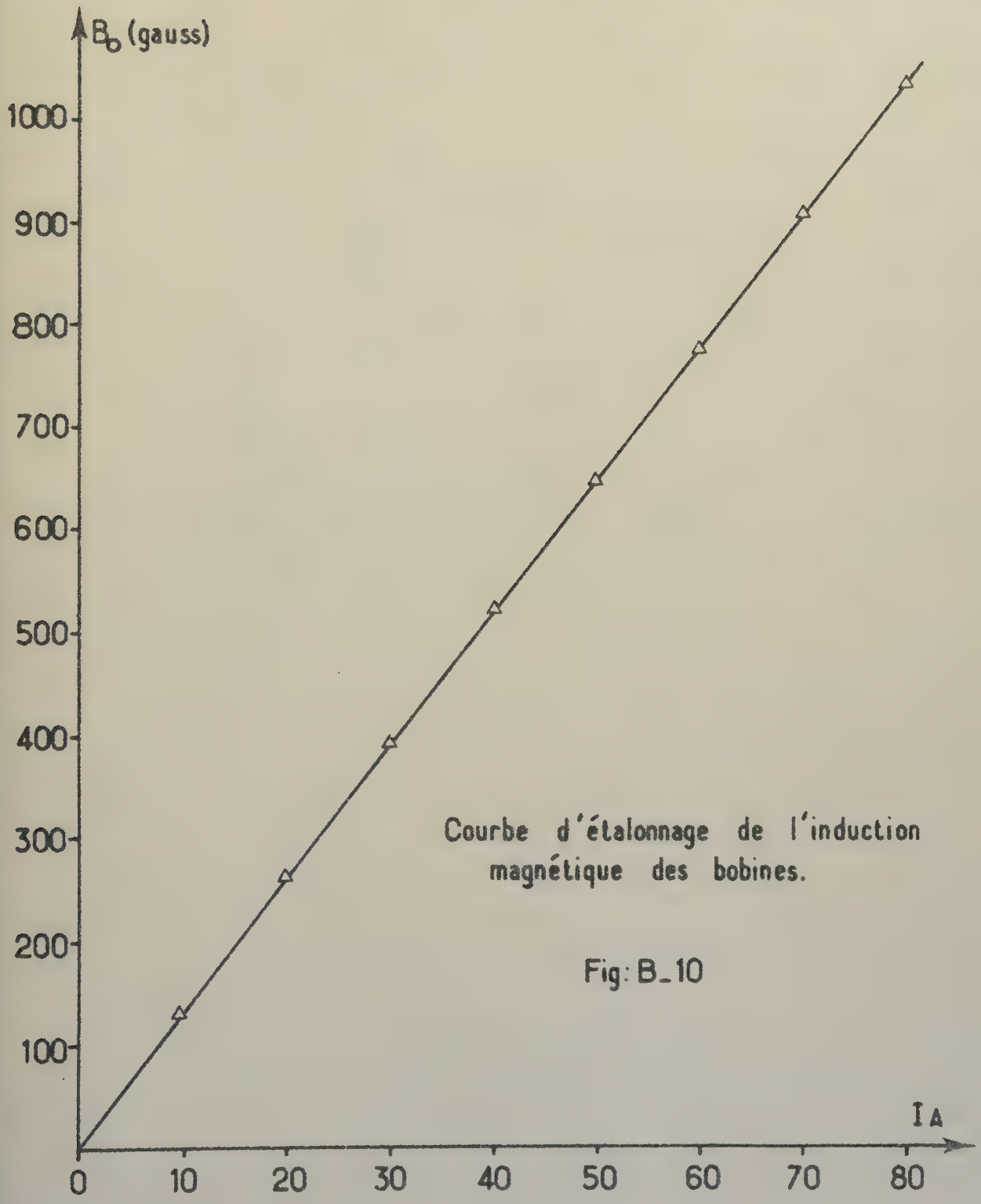
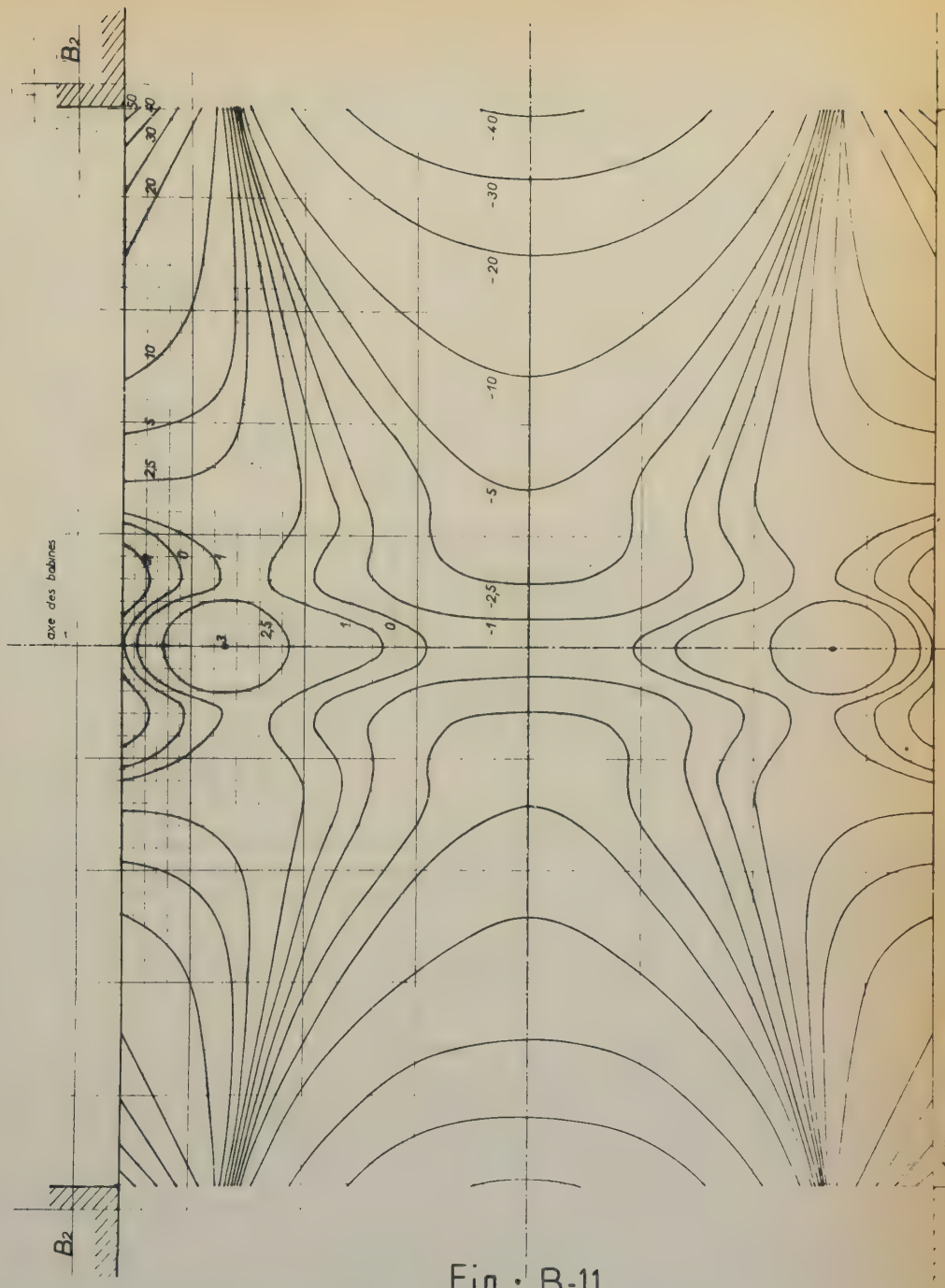


Fig: B_9 Courbe théorique de distribution de champ.



Courbe d'étalonnage de l'induction magnétique des bobines.

Fig: B_10



Topographie du champ magnétique des bobines de Helmholtz en valeurs relatives pour 1000.

Fig : B-11

CHAPITRE B-2

RELEVESDES PROFILS DE DISTRIBUTION DE DENSITE ELECTRONIQUE (PLASMA DE NEON)

Les mesures de profils de densité électronique ne peuvent être faites qu'à basse intensité (0,5 A dans nos conditions expérimentales) à cause de l'échauffement excessif de la sonde.

Ces relevés nous ont permis de voir le rôle prépondérant ,joué par la forme et la dimension des électrodes, sur le faisceau plasma. En les modifiant, nous avons pu réduire au maximum les paramètres qui s'introduisent dans le problème théorique d'interprétation des mesures;(Résolution des équations de Maxwell dans un milieu variable de profil a priori inconnu).

Ne pouvant faire des relevés de sonde au delà de 0,5 A, je me suis limité à utiliser une approximation trapézoïdale du profil de densité. Ce profil simple à 3 paramètres (hauteur, petite base, grande base) m'a permis de faire une résolution complète des équations de Maxwell. Les mesures interférométriques et les indications annexes dont on peut disposer (dimensions des électrodes par exemple) m'ont permis finalement de donner des résultats aussi proches que possible de ce que doit être la réalité.

B-2-1. - SONDE DE MESURES.-

A travers le plexiglas on peut fixer assez facilement une sonde de Langmuir {Fi-1} montée sur une rotule autour de laquelle un joint torique assure l'étanchéité {Re-1}. Un système de bagues et de joints toriques permet en plus un mouvement de translation. Il est donc possible d'explorer toute une section du plasma par une succession d'arcs de cercles de rayons variables.

La sonde proprement dite est une tige de tungstène de 3/10 de mm. Elle est enfilée dans un tube capillaire(pyrex). L'extrémité non isolée fait 4mm de long. Le tube capillaire est placé à l'intérieur d'un autre tube en laiton autour duquel sont enfilés les bagues et joints d'étanchéité. La sortie électrique se fait à travers un isolant (araldite) sur une fiche BNC (Figure B-12 page suivante).

On utilise une méthode décrite par ailleurs {Vi-2} qui consiste à travailler dans la branche ionique de la caractéristique en polarisant négativement la sonde.

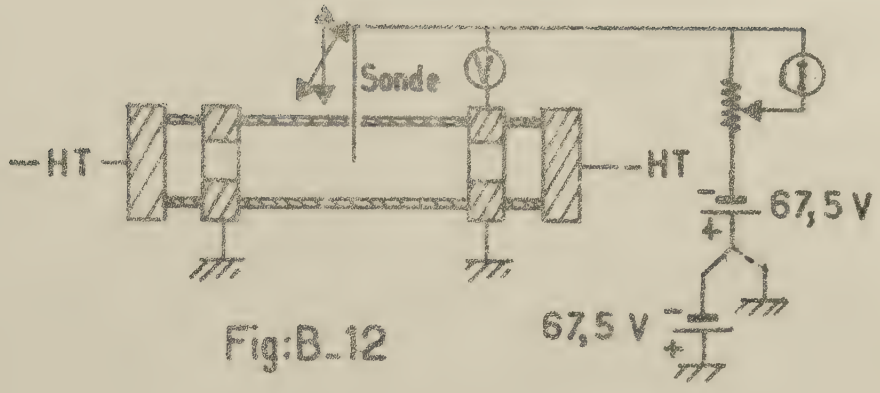


Fig:B-12

Le courant ionique est donné par la relation de Langmuir :

$$i_+ = \frac{\Sigma_e}{\pi} \sqrt{\frac{2k\,T_e}{m_i}} \sqrt{1 + \frac{e\,U_S}{KT_i}} \quad N \quad \text{où } U_S = U - U_p$$

U_S : potentiel de la sonde ;

U_p : potentiel plasma ;

U : potentiel de la pile de polarisation (Figure B-12) $U_S = U - U_p$

Σ : surface réceptrice de la sonde.

La courbe $i_+^2 = f(U)$ sera donc linéaire, ce que l'on vérifie (Figure B-13).

La pente de cette droite est proportionnelle au carré de la densité électronique. On pourra donc faire facilement des mesures relatives de profil de densité alors que des mesures absolues seraient beaucoup plus imprécises à cause du coefficient de proportionnalité qui est mal connu.

Pour cela, deux points suffisent, donnés par deux piles $U_1 = -67,5$ V et $U_2 = -135$ V.

On mesure pour ces deux tensions les intensités correspondantes des courants i_1^+ et i_2^+ entre la sonde et l'anode qui est à la masse. Cette méthode est applicable en champ magnétique moyen.

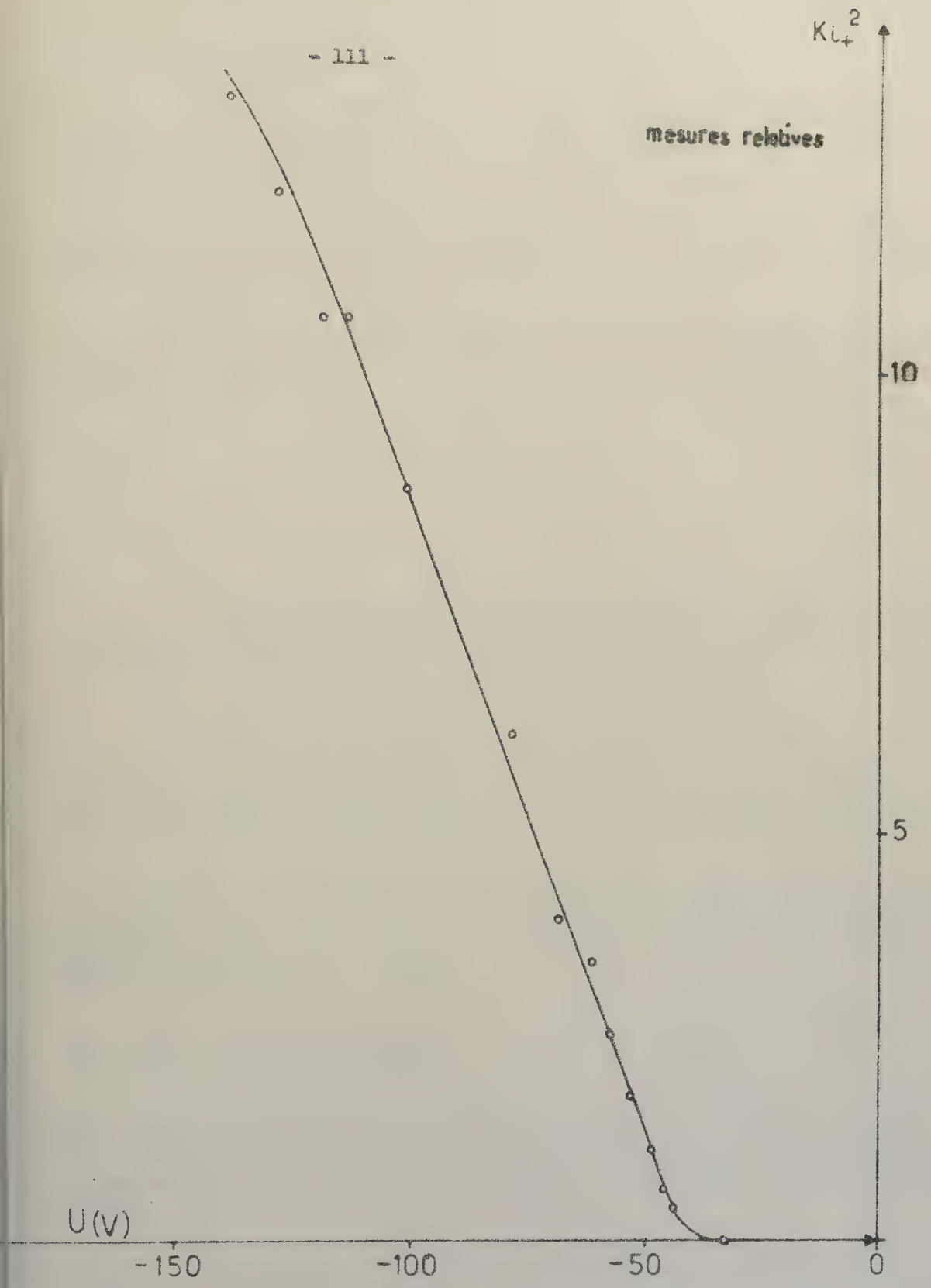


Fig B_13

B-2-2. - RESULTATS. -

Un exemple de relevés de profils relatifs de distribution électronique est donné sur la figure suivante (Figure B-14) : Pression : 5.10^{-3} torr ; intensité du courant de décharge : 500 mA.

Les relevés à la sonde ont permis de vérifier le confinement prévu du plasma suivant l'axe de propagation Oz et l'augmentation correspondante en densité.

En fonction du champ magnétique et pour la même intensité de courant (500 mA) les profils des courbes de distribution suivent approximativement la même loi :

$$N = \frac{N_o}{1 + K\,|z|^{2,8}}$$

N_o : densité électronique au centre pour z = 0.

Suivant l'axe Oy , perpendiculaire à l'axe de propagation Oz et à l'axe de la décharge, les courbes sont plus élargies par suite des dimensions de la cathode et de l'anode suivant cette direction (28 et 44 mm) alors que suivant Oz on avait 6 mm et 11 mm.

A partir des deux séries de relevés suivant Oy et Oz, en faisant pour un champ de confinement donné des coupes 0, 3, 6, 9 et 12 dB, on a obtenu les courbes de niveaux de la figure B-15, qui correspondent bien aux formes données aux électrodes. On donne aussi, sur cette figure, les courbes équipuissances déjà relevées du faisceau hyperfréquence.

1°) Aucune diffraction n'est à craindre puisque dès les faibles intensités (0,5 A) on note 3 dB d'écart entre les deux relevés. Le plasma est en tout point "plus large de 3 dB" suivant l'axe vertical Oy que le faisceau hyperfréquence. Suivant l'axe Ox, le plasma peut être considéré comme infini (axe de la décharge) .

2°) Les équipuissances sont dans tout le plan yOz perpendiculaires aux lignes de niveau du plasma.

Ces mesures, faites pour 800 gauss, ont été répétées pour différentes inductions de confinement. Je donne un relevé (Figure B-16 page 114) pour $I = 0,5$ A et $p = 5.10^{-3}$ torr . Les résultats précédents sont encore valables avec cependant une tolérance plus élevée pour les faibles valeurs.

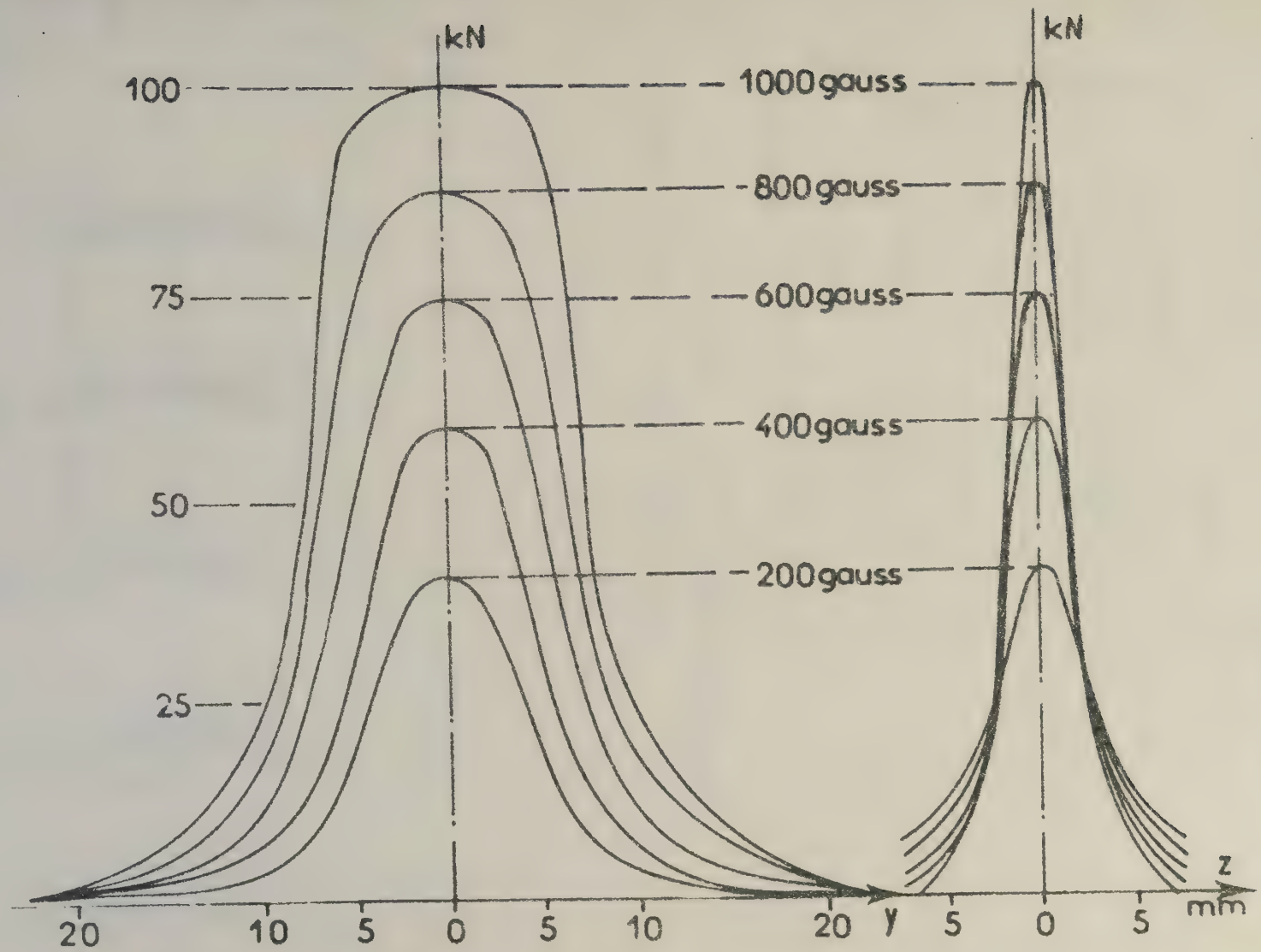

kN
kN
100
75
50
25
1000 gauss
800 gauss
600 gauss
400 gauss
200 gauss
20
10
5
0
5
10
20
y
5
0
5
z
mm

Fig: B_14

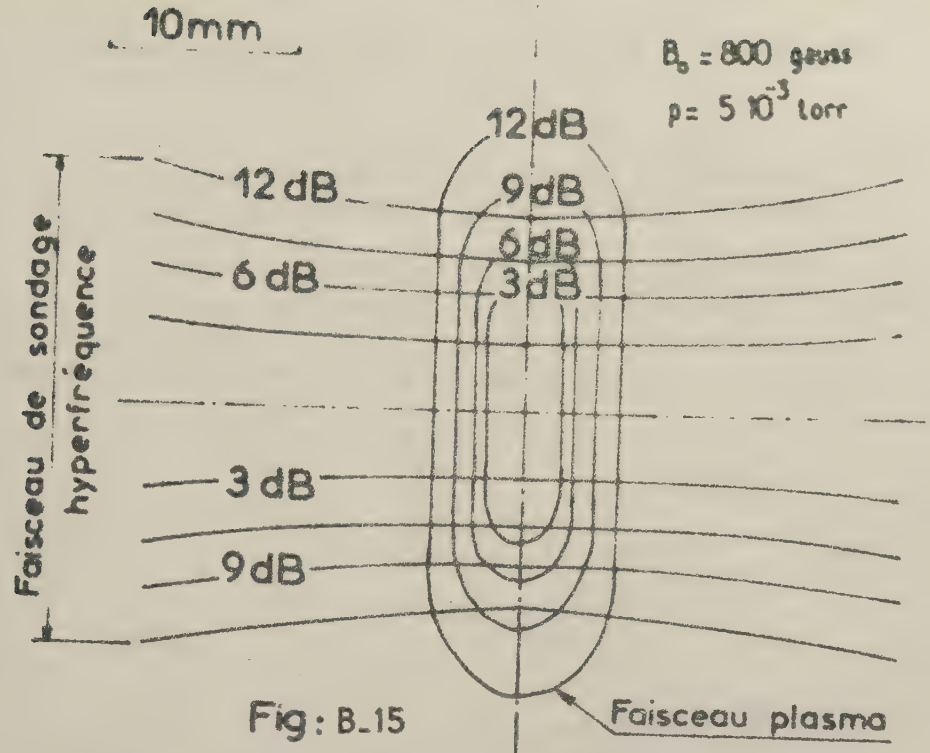


Fig : B_15

Faisceau plasma et faisceau hyperfréquence

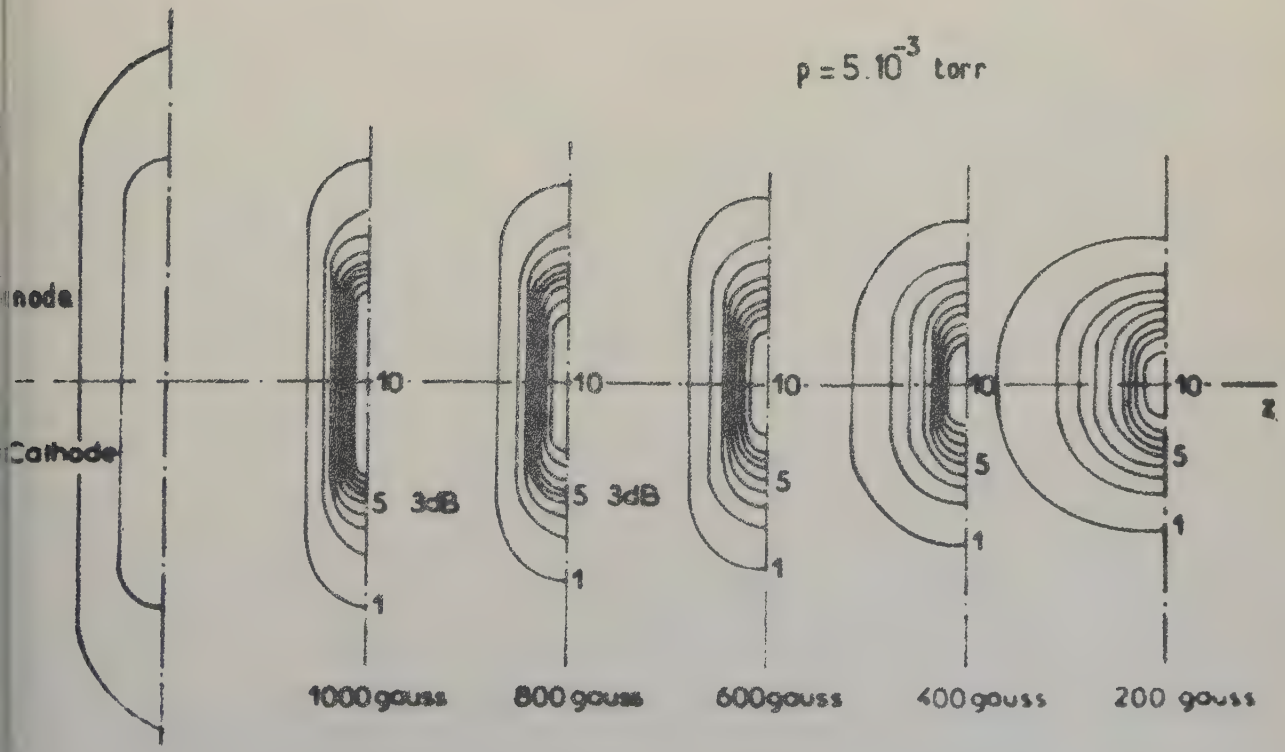


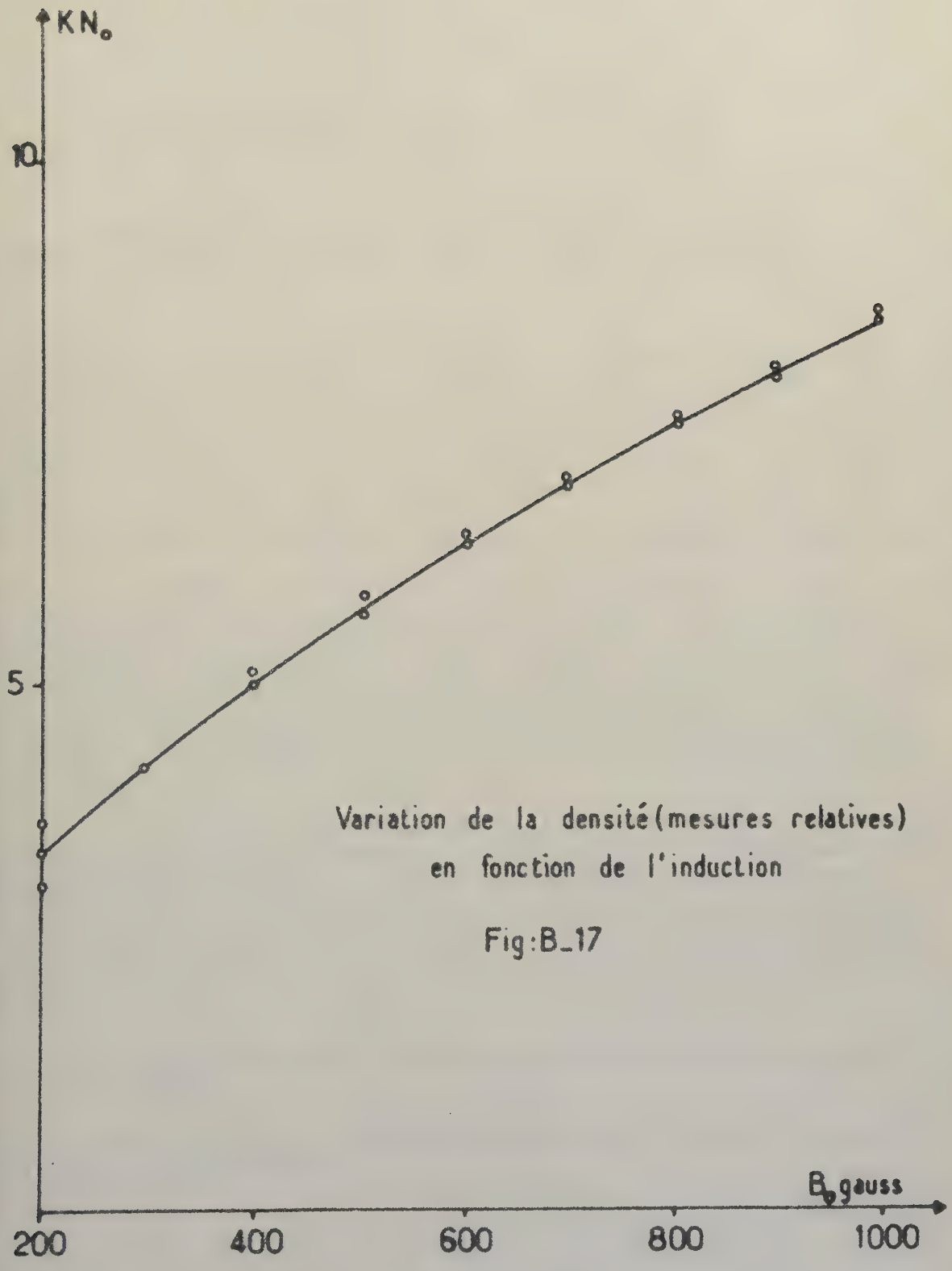
Fig: B_16

Les résultats déduits des mesures à 200 Gauss seront donnés (Chapitre suivant) à titre indicatif.

Nous donnons enfin Figure B-17 une courbe de variations de la densité (mesures relatives) en fonction de l'induction. Cette courbe nous sera utile pour interpréter nos résultats expérimentaux.

En résumé, nous sommes donc dans le cas où seul Oz interviendra dans les équations de Maxwell (problème à une seule dimension : cas des diélectriques solides étudiés dans la première partie mais avec un gradient suivant Oz de la permittivité).

-:-:-:-:-:-



Variation de la densité (mesures relatives)
en fonction de l'induction

Fig : B_17

CHAPITRE B-3

MESURES INTERFEROMETRIQUES SUR UN PLASMA DE NEON

Etude de l'influence des trois paramètres principaux sur la décharge : intensité du courant, induction magnétique, pression.

Plutôt que de déduire les courbes de variations les unes des autres, nous avons préféré faire des mesures séparées en faisant varier de façon continue chacun des paramètres. Nous avons vérifié ensuite que les réseaux se recouvrent bien, ce qui donne une bonne idée sur la reproductibilité du plasma. Les cathodes en tantale sont robustes et se volatilisent peu. Toutes les mesures que nous donnons ont pu être faites avec le même jeu. Un dépôt métallique se produit à la longue sur les coupelles amovibles déposées à l'intérieur de la cellule au voisinage des électrodes.

Le paramètre le plus difficile à stabiliser est la pression. Pour certaines valeurs on obtient un équilibre dynamique entre le pompage et l'admission du gaz. Pour d'autres, une dérive lente se produit. Nous avons alors utilisé un enregistreur XY (Hewlett Packard Moseley Division 7035 AM) dont la constante de temps est largement suffisante devant la vitesse de dérive. Pour une position fixe du cornet récepteur, c'est-à-dire pour un Δz donné, on enregistre le passage au minimum et l'on repère son déplacement quand on fait varier la pression.

Nous avons fait principalement des mesures de transmission et nous donnons les résultats de la mesure du déphasage et de l'atténuation. Il est en effet possible de faire des mesures en transmission à la "coupure" (ε (o) = 0) , la moitié,environ, de la puissance étant encore transmise (effet "tunnel" Cf : partie C). Cependant, lorsque l'atténuation dépasse 6 dB, ce qui se produit pour des valeurs élevées de l'un des trois paramètres, nous avons pu vérifier et compléter les mesures à l'aide de la réflexion.

Les atténuations sont mesurées interférométriquement avec un atténuateur calibré.

Parmi les mesures faites, nous donnons les réseaux qui nous ont paru les plus significatifs :

1°) En fonction de l'intensité I de la décharge (en ampère) , le champ de confinement étant constant et les pressions différentes :

Figure B-18 B_o = 400 gauss
Figure B-19 B_o = 600 gauss
Figure B-20 B_o = 800 gauss
Figure B-21 B_o =1000 gauss

2°) En fonction de la pression p (en torr) : (Figure B-22 à Figure B-25) :

Pour les mêmes valeurs du champ et pour des intensités différentes .

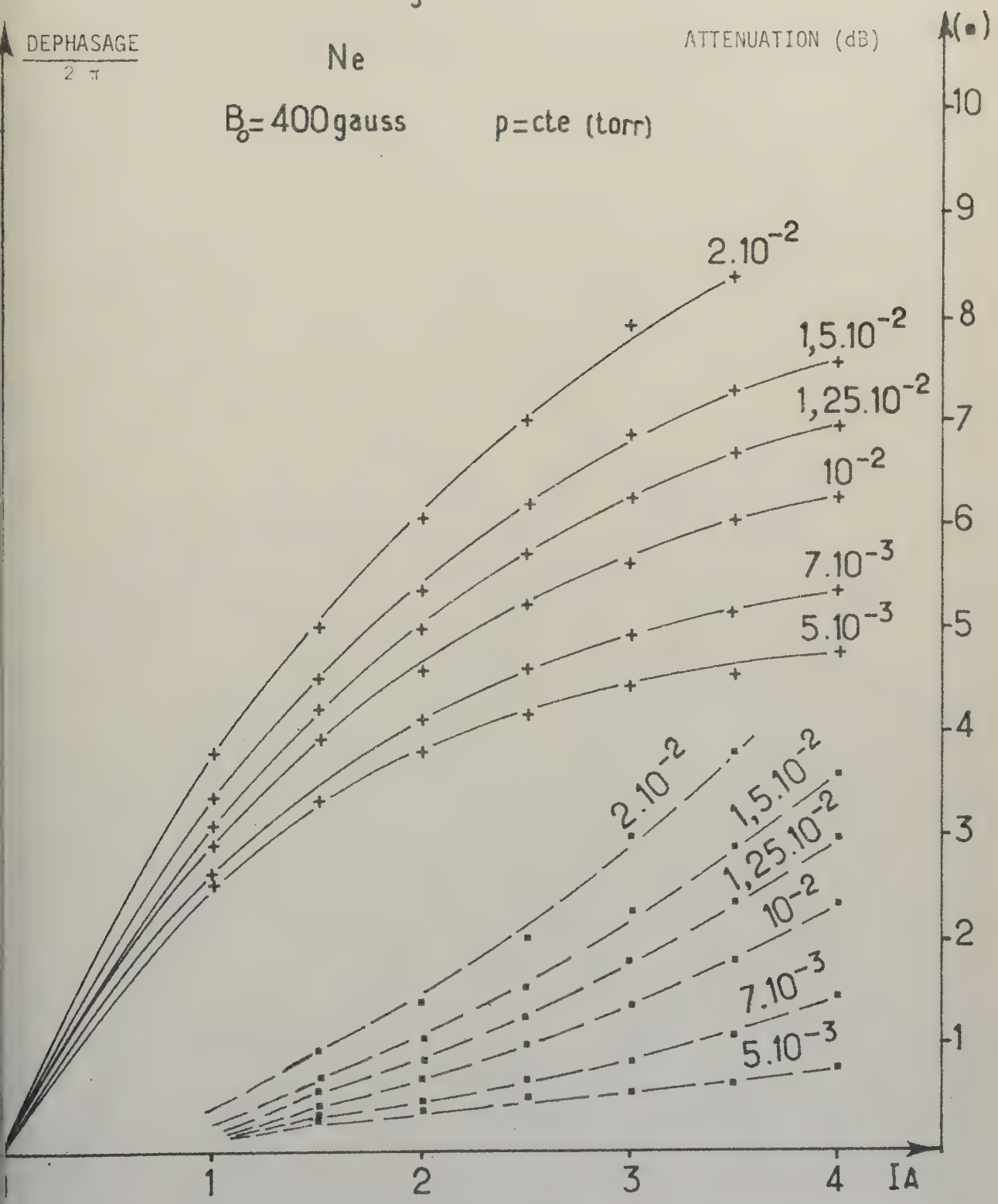
On trouvera enfin deux relevés à $p = 7.10^{-3}$ torr (Figure B-26 et Figure B-27) que nous avons choisis comme exemples pour expliquer notre méthode d'interprétation On obtient des résultats similaires pour l'argon {Bo-5}.

L'ensemble de ces courbes nous permet déjà de conclure que la coupure doit être atteinte et même dépassée, ce qui correspond à une densité dans l'axe, supérieure à $1,34. 10^{13}$ él/cm^3.

Les mesures ont été faites principalement en transmission, seule méthode qui permette des mesures précises à basse intensité lorsque le plasma réfléchit peu. Par suite de l'effet "tunnel", les mesures peuvent être poursuivies au delà de la coupure, jusqu'à 6dB . Ce n'est qu'à partir de là et donc pour certaines régions, lorsque l'un des trois paramètres : intensité, pression ou chanp de confinement, atteint des valeurs élevées, que nous avons complété ces mesures par la réflexion. Sur les axes, nous avons donc porté les mentions "déphasage" et "atténuation" sans autre précision. Nous avons vérifié que les variations des déphasages $\Delta\phi_o$ et $\Delta\psi_o$ se faisaient suivant les mêmes courbes et que les atténuations étaient complémentaires bien que cette mesure comparative entre modules ne puisse se faire avec une précision meilleure que 1 dB. Si donc il y a des collisions, elles sont de faible valeur, comme nous le verrons.

-:-:-:-:-

Fig:B_18


DEPHASAGE
2 π
ATTENUATION (dB)
(•)
Ne
B₀= 400 gauss
p=cte (torr)
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻²
7.10⁻³
5.10⁻³
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
1
2
3
4
IA

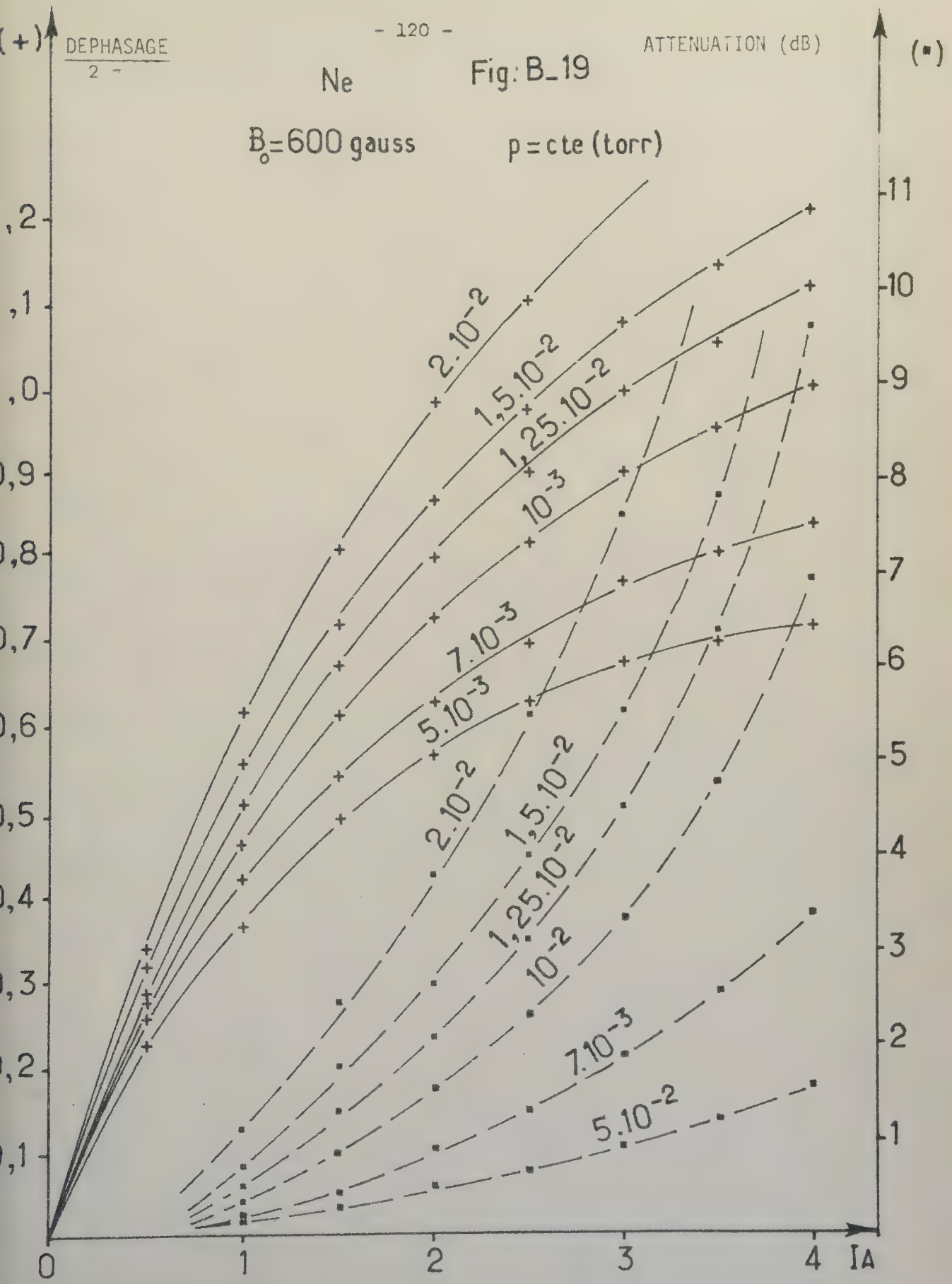
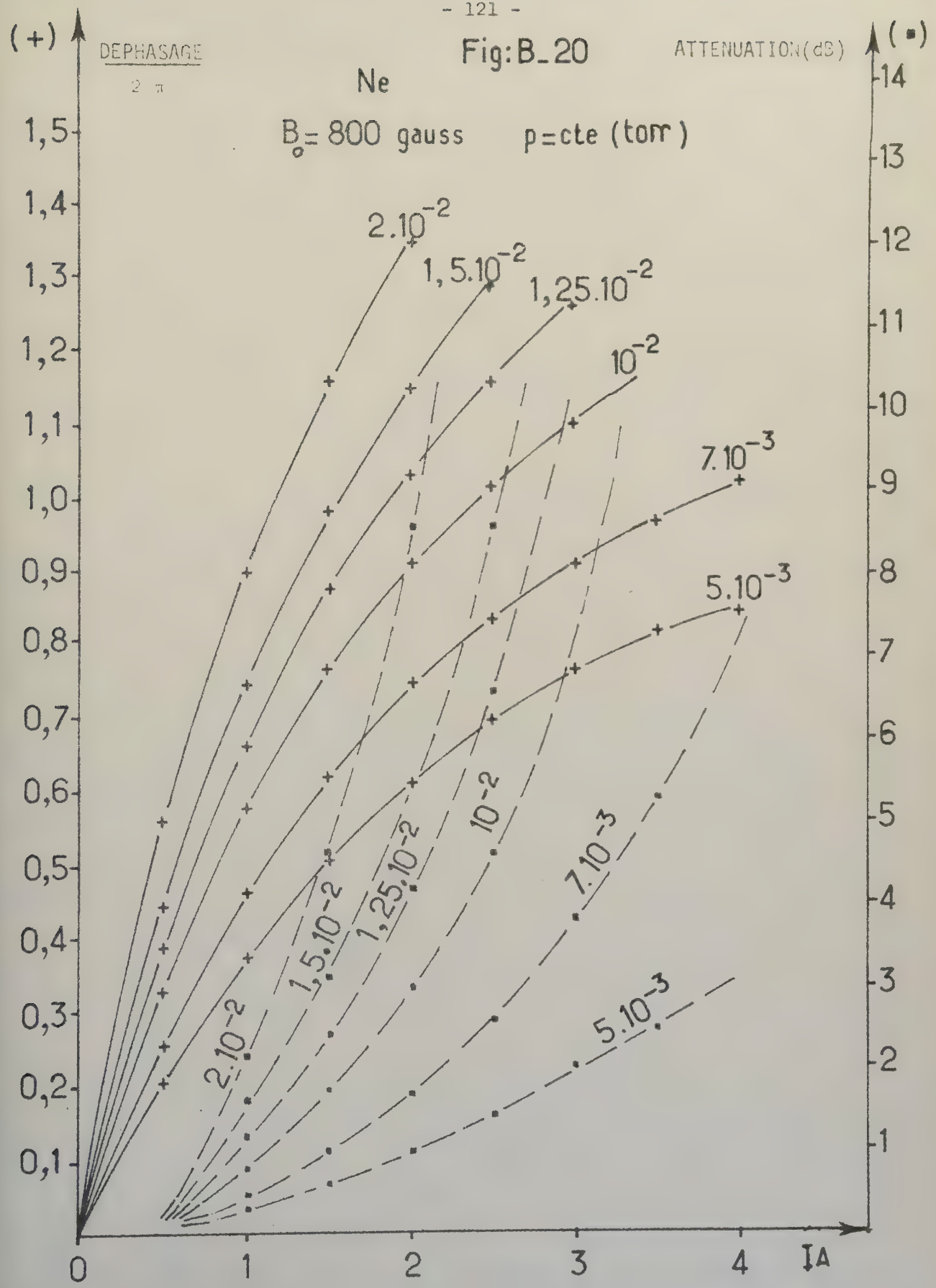
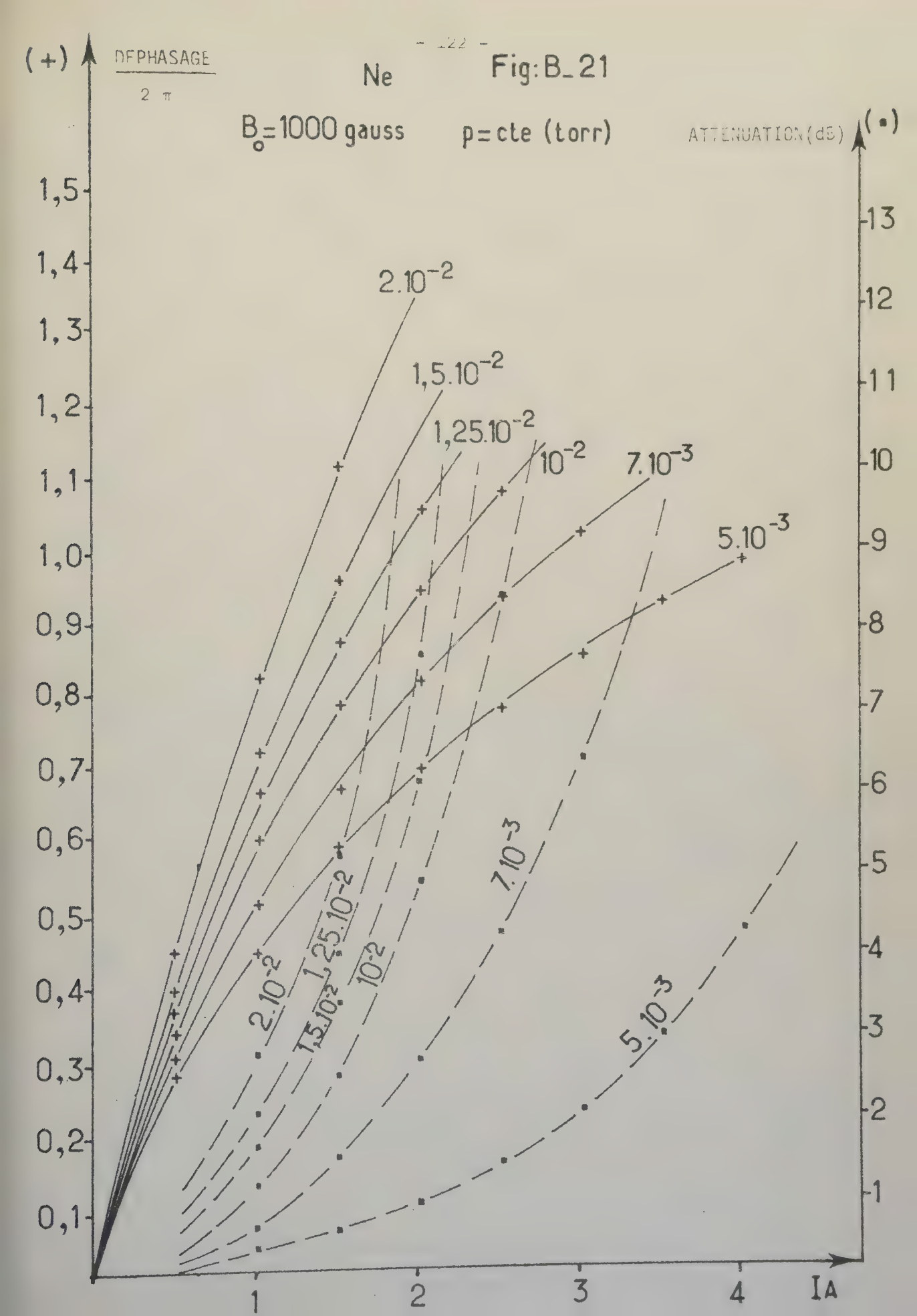

(+)
DEPHASAGE
2 -
ATTENUATION (dB)
(•)
Ne
Fig: B_19
B_o=600 gauss
p=cte (torr)
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻³
7.10⁻³
5.10⁻³
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻²
7.10⁻³
5.10⁻²
,2
,1
,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
1
2
3
4
IA

Fig: B_20


(+)
DEPHASAGE
2 π
ATTENUATION(dB)
(•)
Ne
B₀ = 800 gauss
p = cte (torr)
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻²
7.10⁻³
5.10⁻³
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
1
2
3
4
IA


(+)
DEPHASAGE / 2 π
Ne
Fig: B_21
B₀ = 1000 gauss
p = cte (torr)
ATTENUATION (dB)
(•)
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻²
7.10⁻³
5.10⁻³
2.10⁻²
1,5.10⁻²
1,25.10⁻²
10⁻²
7.10⁻³
5.10⁻³
1
2
3
4
IA

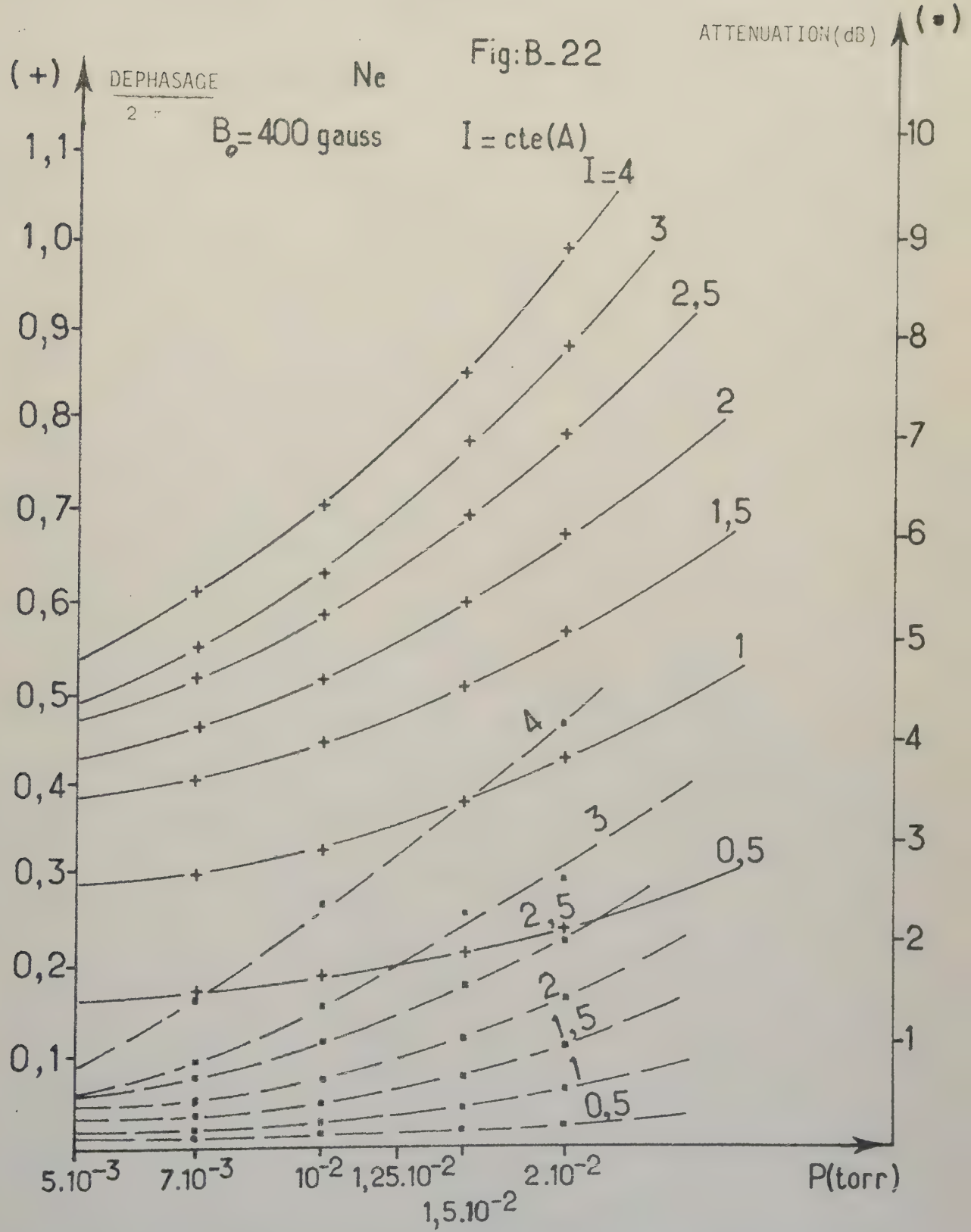


Fig:B_22
Ne
B_o= 400 gauss
I = cte(A)
(+)
DEPHASAGE
2
ATTENUATION(dB)
(•)
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
I=4
3
2,5
2
1,5
1
0,5
4
3
2,5
2
1,5
1
0,5
5.10^{-3}
7.10^{-3}
10^{-2}
$1,25.10^{-2}$
$1,5.10^{-2}$
2.10^{-2}
P(torr)

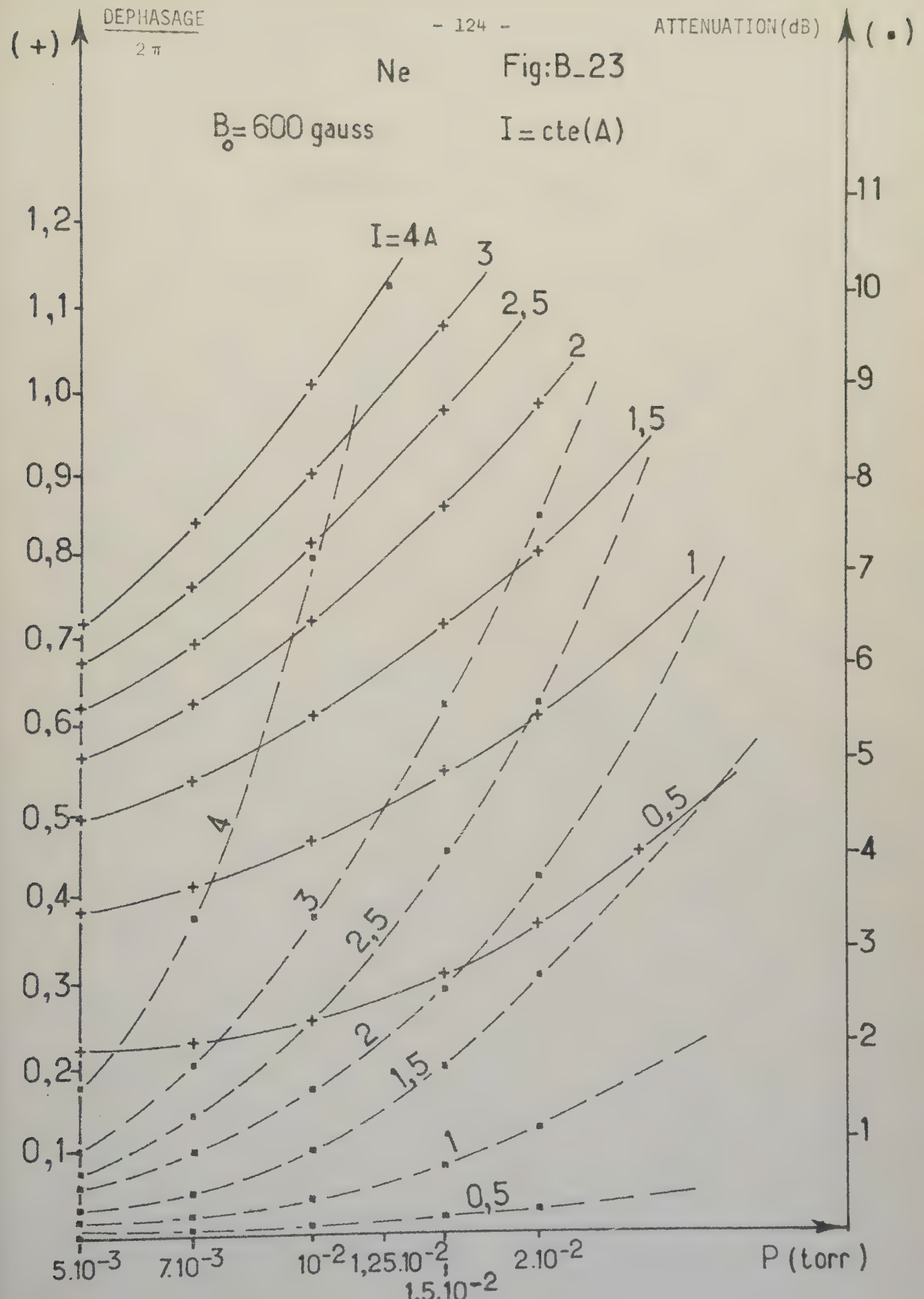
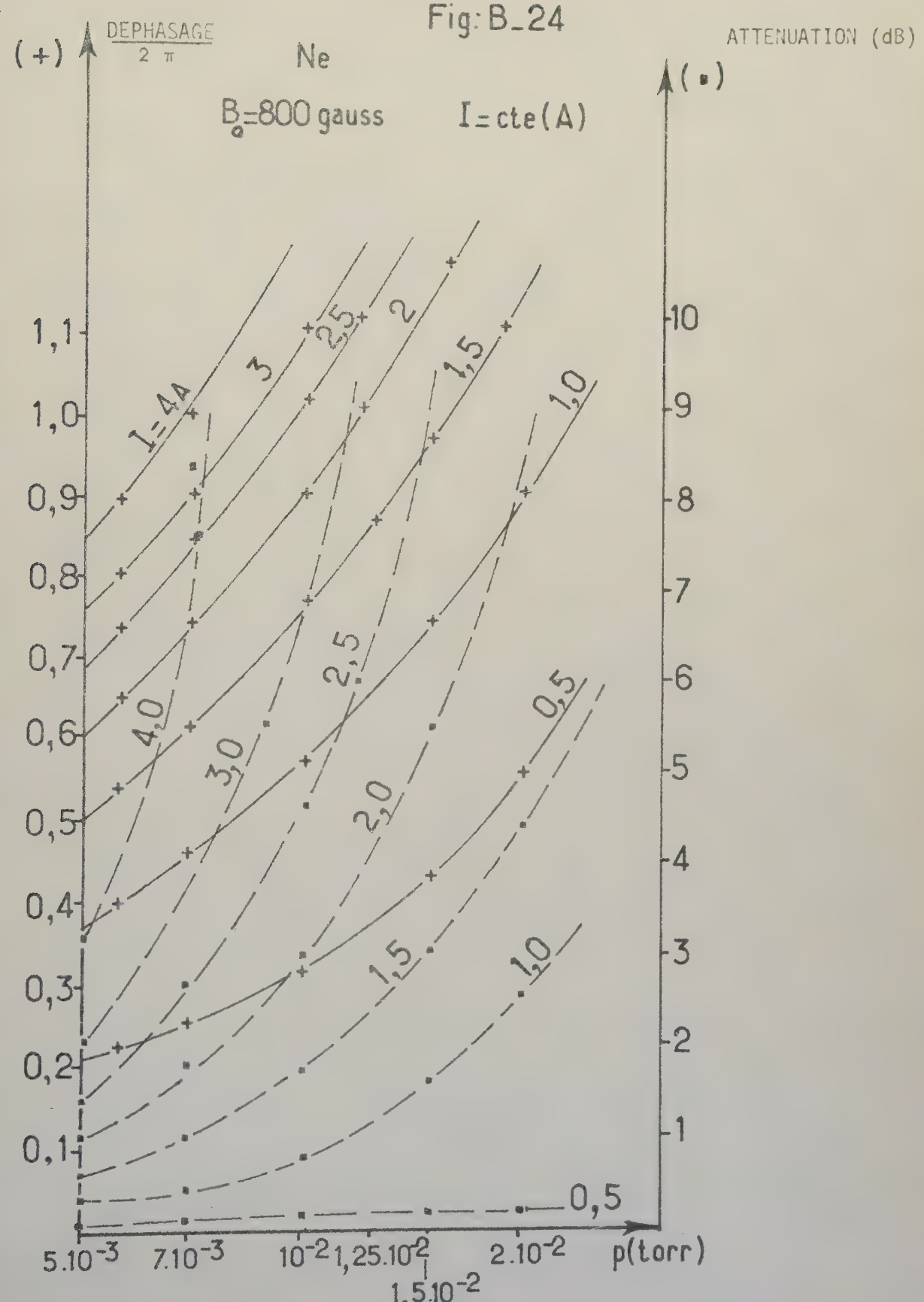

DEPHASAGE
2 π
(+)
ATTENUATION(dB)
(•)
Ne
Fig:B_23
B₀= 600 gauss
I = cte(A)
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
I=4A
3
2,5
2
1,5
1
0,5
4
3
2,5
2
1,5
1
0,5
5.10⁻³
7.10⁻³
10⁻²
1,25.10⁻²
1,5.10⁻²
2.10⁻²
P (torr)

Fig: B_24


(+)
DEPHASAGE / 2 π
Ne
B₀=800 gauss
I=cte(A)
ATTENUATION (dB)
(•)
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
I=4A
3
2,5
2
1,5
1,0
0,5
4,0
3,0
2,5
2,0
1,5
1,0
0,5
5.10⁻³
7.10⁻³
10⁻²
1,25.10⁻²
1,5.10⁻²
2.10⁻²
p(torr)

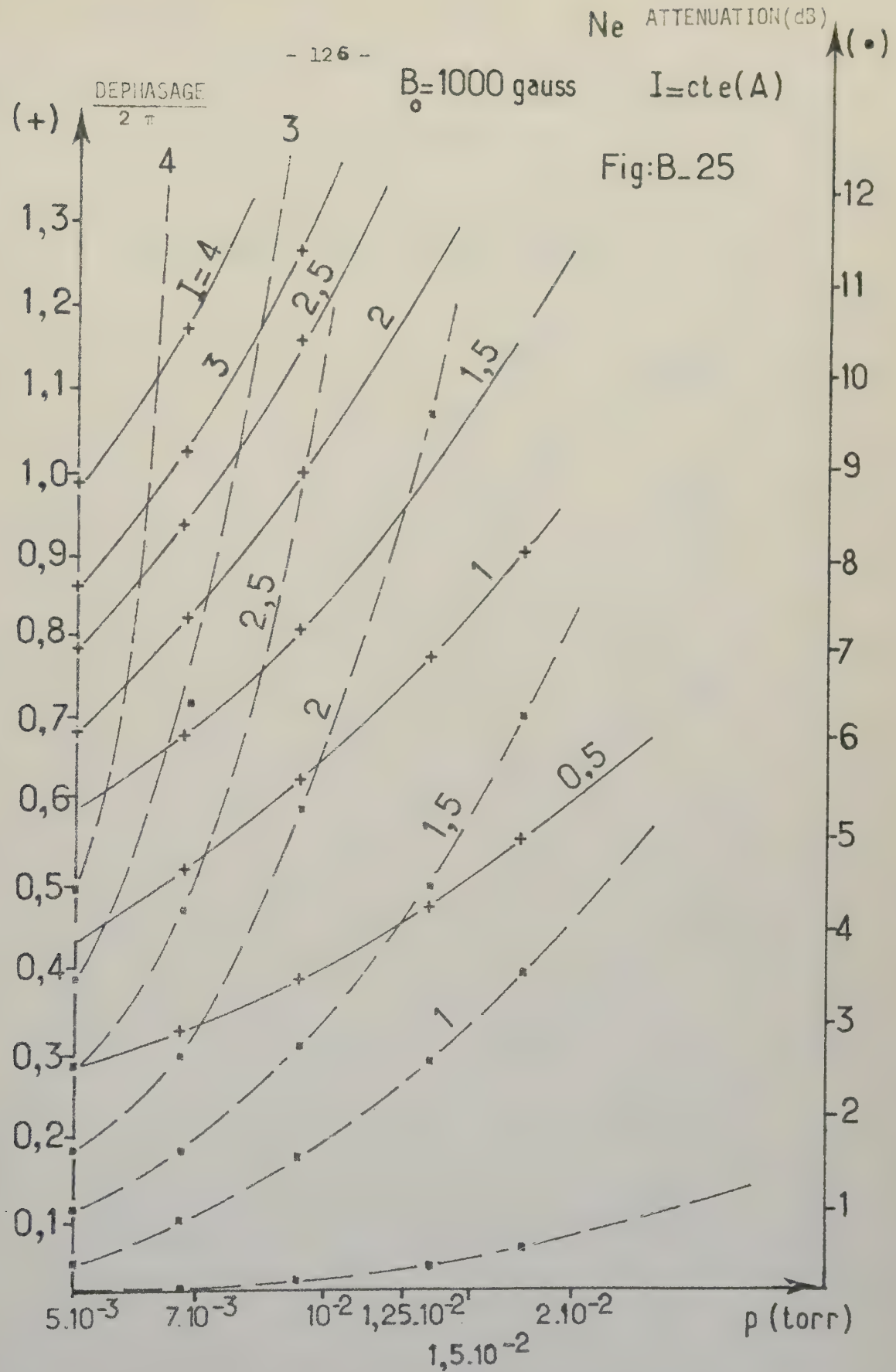
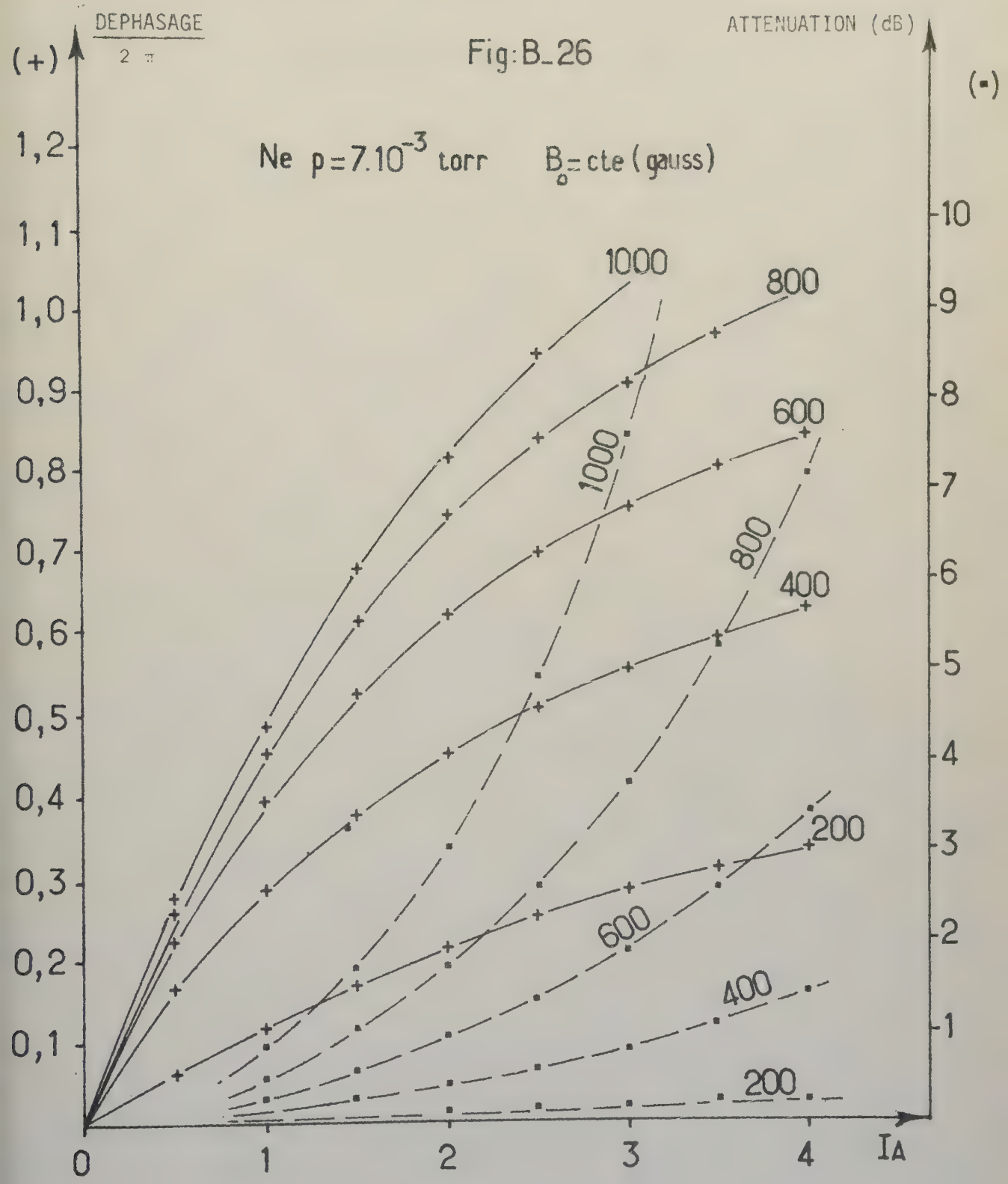
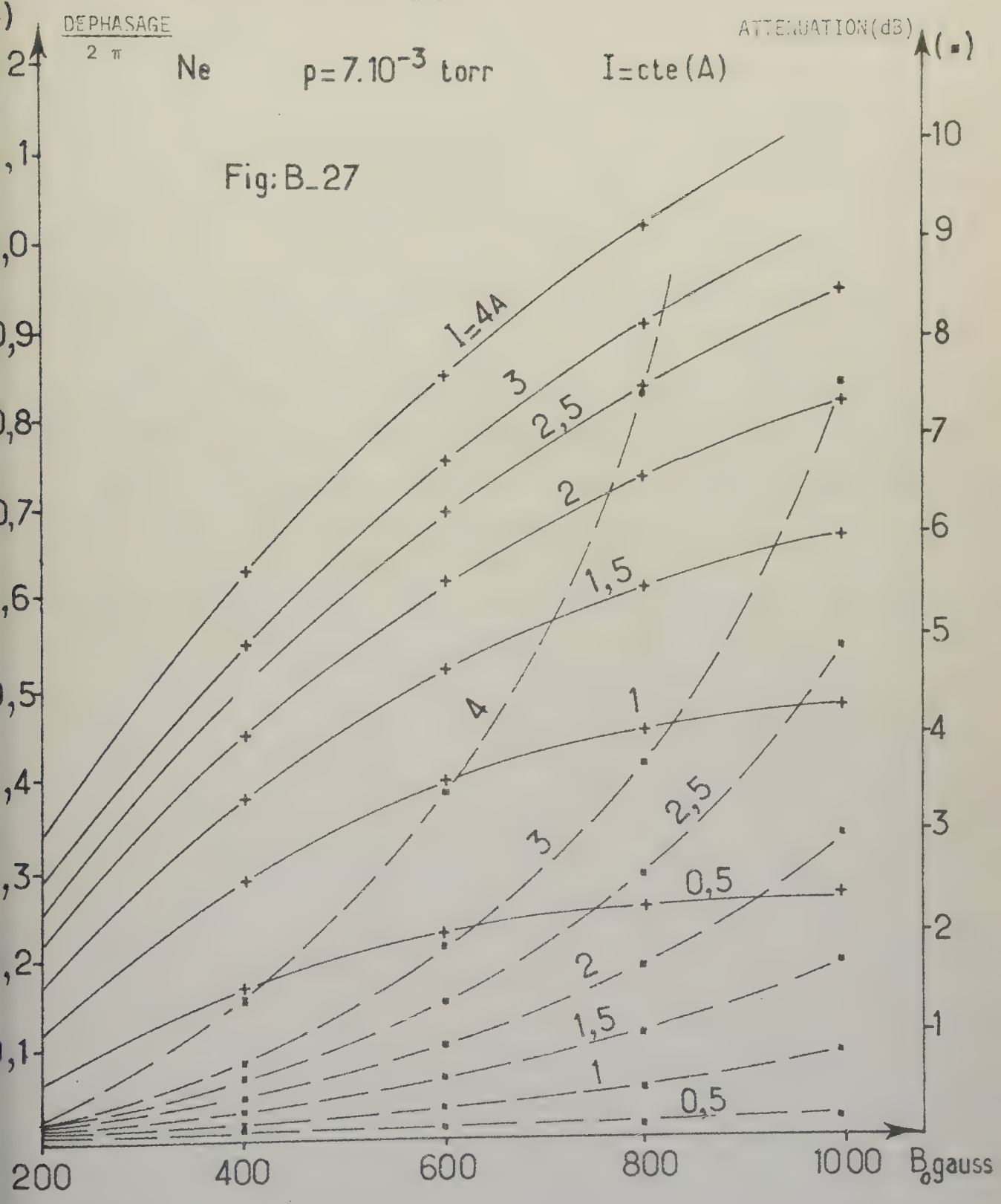

Ne ATTENUATION(dB)
(•)
DEPHASAGE / 2π
(+)
B_o=1000 gauss
I=cte(A)
Fig:B_25
1,3
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
I=4
3
2,5
2
1,5
1
0,5
5.10^{-3}
7.10^{-3}
10^{-2}
$1,25.10^{-2}$
$1,5.10^{-2}$
2.10^{-2}
p (torr)

Fig:B_26


DEPHASAGE
2 π
(+)
ATTENUATION (dB)
(-)
Ne p=7.10⁻³ torr
B₀=cte (gauss)
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
1000
800
600
400
200
1000
800
600
400
200
0
1
2
3
4
IA


DEPHASAGE
2 π
ATTENUATION(dB)
Ne p=7.10⁻³ torr I=cte(A)
Fig: B_27
I=4A
3
2,5
2
1,5
1
0,5
4
3
2,5
2
1,5
1
0,5
200
400
600
800
1000
B₀gauss

TROISIEME PARTIE

FORMULES DONNANT LES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE PAR UN PLASMA AVANT LA COUPURE ET AU DELA DANS L'HYPOTHESE D'UNE DISTRIBUTION DE DENSITE ELECTRONIQUE TRAPEZOIDALE INTERPRETATION DES MESURES EXPERIMENTALES

CHAPITRE C-1

FORMULES DONNANT LES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE PAR UN PLASMA DANS L'HYPOTHESE D'UNE DISTRIBUTION DE DENSITE ELECTRONIQUE TRAPEZOÏDALE

Nos conditions expérimentales ont été choisies dans le but d'aborder avec le minimum de paramètres la partie théorique de ce travail :

1°) Aucune diffraction de l'onde de sondage n'est à craindre. Le plasma peut être considéré comme infini suivant les directions Ox et Oy. Le problème est ramené à une seule dimension.

2°) Le plasma se comporte vis-à-vis du faisceau hyperfréquence comme une succession de lames à faces parallèles de permittivité régulièrement variable $\varepsilon(z)$.

3°) Le vecteur champ électrique de l'onde est polarisé parallèlement à l'induction $\vec{B}_o$. Dans ces conditions, la permittivité a sa forme la plus simple (la même qu'en l'absence de $\vec{B}_o$):

$$\varepsilon = 1 - \frac{X}{1 - jZ}$$

avec : $X = \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}$ où $\omega_p^2 = \dfrac{N_e^2}{m\varepsilon_o}$ "fréquence" plasma (par seconde)

et ω = pulsation de l'onde hyperfréquence

$Z = \dfrac{\nu_{ei}+\nu_{ea}}{\omega}$ où ν_{ei} et ν_{ea} sont les "fréquences" de collision électron-ion et électron-neutre .

Pour $X = 1$ $N = N_c = \dfrac{f^2}{81}$

Cette expression de ε n'est valable que dans la mesure où la puissance hyperfréquence est de faible niveau {Co-2 ; De-2 ; De-4 ; Ra-2 ; He-1 } ce qui est le cas, et où, selon l'approximation d'Appleton Hartree, l'effet des termes ioniques sur l'onde hyperfréquence est négligeable.

4°) Le terme collisionnel électrons-neutres proportionnel à la pression n'est pas prépondérant dans le cas d'une décharge P.I.G. qui fonctionne à basse pression . Z est alors dû principalement aux collisions électrons-ions. Comme il est au plus égal à 10-3 , nous pourrons dans un premier temps résoudre l'équation de Maxwell en négligeant ce terme.

C-1-1. - METHODE UTILISEE. -

Parmi les différentes méthodes de calcul proposées pour l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux variables {Ha-1 ; Ba-3 ; Al-1;Bo-6,7,8;Bu-1 ; Ep-1 ; Ni-1 ; Ta-1} j'ai choisi un procédé proposé par R. PAPOULAR {Pa-5} qui consiste à utiliser les équations de Maxwell en décomposant la courbe de distribution de densité en divers segments rectilignes.

Ayant vérifié numériquement sur quelques cas particuliers qu'une forme en double trapèze, très proche de la distribution réelle (Figure C-1) n'apportait pas de résultats très différents de ceux donnés par une approximation trapézoïdale simple, je me suis limité à ce dernier profil. Il comporte trois paramètres (hauteur, petite base, grande base) qui peuvent être ajustés aux différents régimes.

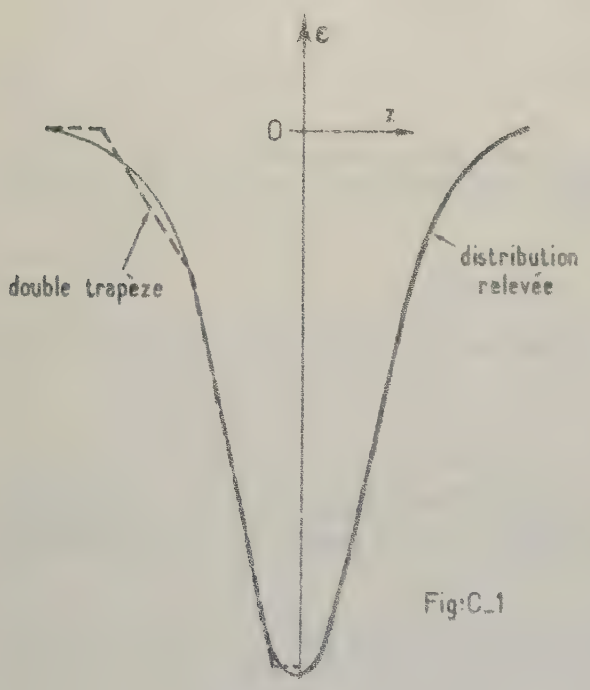


Fig:C_1

La méthode de R. PAPOULAR convient parfaitement à ce type de distribution pour laquelle il a amorcé la discussion.

Le principe consiste à opérer par changements successifs d'origine pour se ramener au cas simple d'une variation linéaire de ε qui conduit à des fonctions de Bessel comme solutions de l'équation de Maxwell.

Pour un milieu non magnétique, le système d'équations à résoudre est :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\ \vec{E} = -\mu_o \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\ \vec{H} = \varepsilon_o \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

avec, en propagation libre :

$$E = E_x = [E_x] \exp(j\omega t)$$

$$H = H_y = [H_y] \exp(j\omega t)$$

soit :

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \beta_o^2 \varepsilon(z) E = 0$$

et :

$$\frac{d^2H}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d\varepsilon(z)}{dz} \frac{dH}{dz} + \beta_o^2 \varepsilon(z) H = 0$$

où :

$$\beta_o^2 = \mu_o \varepsilon_o \omega^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)^2$$

Ce système peut être résolu complètement dans le cas particulier simple où $\varepsilon(z)$ est une fonction linéaire de z

$$\varepsilon(z) = Az \quad \text{où } A = Cte$$

Les équations sont alors de la forme :

$$y'' + \frac{a}{z} y' + bz^m y = 0$$

dont les solutions sont une combinaison de deux fonctions de Bessel d'ordre $+\nu$ et $-\nu$ .Dans le cas de la première équation :

$$E = z^{\frac{1-a}{2}} \left[C_1 J_\nu(M) + C_2 J_{-\nu}(M)\right] \text{ pour } A > 0 \text{ et } z > 0 \text{ ou } A < 0 \text{ et } z < 0$$

et

$$E = z^{\frac{1-a}{2}} \left[C_1 I_\nu(M) + C_2 I_{-\nu}(M)\right] \text{ pour } A < 0 \text{ et } z > 0 \text{ } A > 0 \text{ } z < 0$$

où $J \pm \nu$ et $I \pm \nu$ sont respectivement les fonctions de Bessel de Ière espèce et les fonctions de Bessel modifiées. C_1 et C_2 sont deux constantes.

$$\nu = \frac{1-a}{m+2} = \frac{1}{3}$$

$$M = \frac{2\sqrt{b}}{m+2} z^{\frac{m+2}{2}} = \frac{2\beta_o\sqrt{A}}{3} z^{3/2}$$

Les solutions de **H** font intervenir les fonctions d'ordre $\pm \frac{3}{2}$

A partir de ces relations, R. PAPOULAR donne alors les solutions de E et de H sous forme matricielle dans les six cas de figure suivants {Pa-5} (Figure C-2):

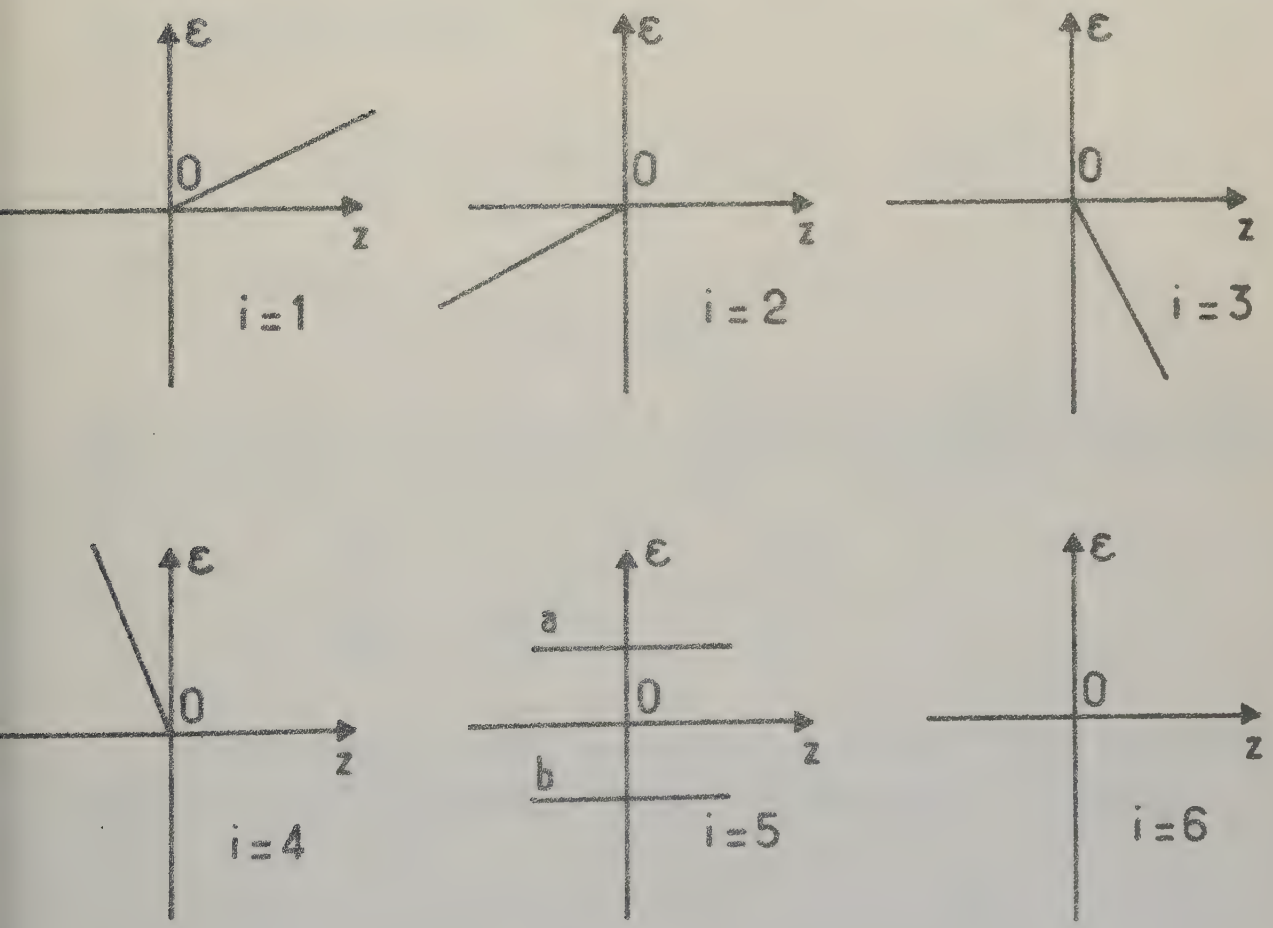


Fig:C_2

Ainsi, par exemple, dans le premier cas de figure (A>0 et z>0) :

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = Q_1(M) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} \quad \text{avec } Q_1(M) = M^{1/3} \begin{pmatrix} u\, J_{1/3}(M) & -u\, J_{-1/3}(M) \\ jv M^{1/3} J_{-2/3}(M) & jv\, M^{1/3} J_{2/3}(M) \end{pmatrix}$$

où $M = \frac{2}{3} \beta_o \sqrt{A}\, z^{3/2}$; $u = (\frac{3}{2})^{1/3} \frac{1}{\beta_o^{1/3} A^{1/6}}$; $v = (\frac{3}{2})^{2/3} \frac{\beta_o^{1/3} A^{1/6}}{\mu_o \omega_o}$

Les deux coefficients C_1 et C_2 dépendent des conditions aux limites .

En appliquant deux fois cette relation aux extrémités P et G d'un segment de droite $\varepsilon = Az$:

$$\begin{pmatrix} E_G \\ H_G \end{pmatrix} = Q_1(G) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} E_P \\ H_P \end{pmatrix} = Q_1(P) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}$$

il vient :

$$\begin{pmatrix} E_G \\ H_G \end{pmatrix} = Q_1(G)\, Q_1^{-1}(P) \begin{pmatrix} E_P \\ H_P \end{pmatrix}$$

Si alors, en G , $\varepsilon(z)$ a une permittivité différente ou devient négative, il faudra faire intervenir le produit de deux autres matrices (par exemple d'indice 4) pour raccorder le segment GP au segment GD .

$$\begin{pmatrix} E_D \\ H_D \end{pmatrix} = Q_4(D)\, Q_4^{-1}(G) \begin{pmatrix} E_G \\ H_G \end{pmatrix}$$

(Reprendre les mêmes valeurs E_G et H_G revient à écrire implicitement la continuité des champs électriques et magnétiques en ce point G.

Dans notre calcul, nous distinguerons deux cas (Figure C-2) :

1°) $0 \leq \varepsilon(z) < 1$ qui fait intervenir les cas de figure 4 ; 5a et 1

2°) $\varepsilon(z) \leq 0$ qui fait intervenir les cas de figure 4; 3;5b ;2 et 1.

C-1-2. - CALCUL DE LA MATRICE DE TRANSFERT ET DES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION A LA COUPURE ET EN DECA. - ($0 \leq \varepsilon(0) < 1$)

(Figure C-3) :

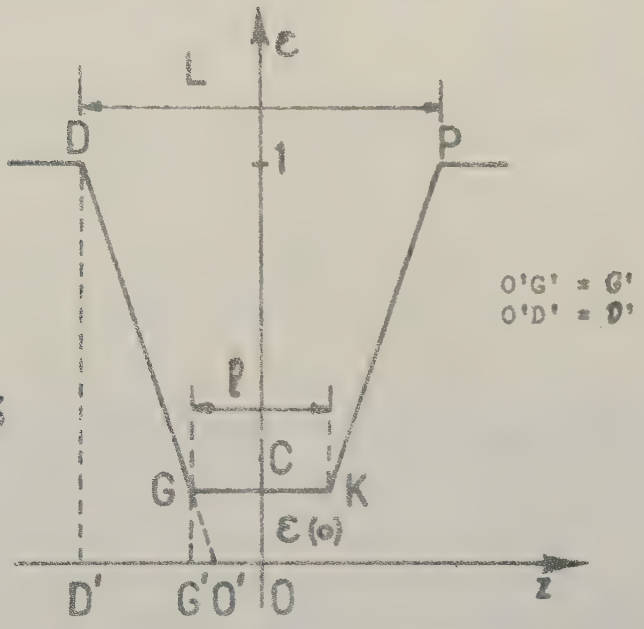


Fig:C_3

En deça de la coupure $0 \leq \varepsilon(o) < 1$ la matrice de transfert entre D et C s'écrit :

$$\left(U_C^D \right) = Q_4 (D)\, Q_4^{-1} (G)\, Q_5(\gamma z_G)\, Q_5^{-1}(o)$$

où :

$$Q_4 (M) = M^{1/3} \begin{pmatrix} u\, J_{1/3}(M) & -u\, J_{-1/3}(M) \\ -jv\, M^{1/3}\, J_{-2/3}(M) & -jvM^{1/3}\, J_{2/3}(M) \end{pmatrix}$$

pour un point M de O'GD , où les arguments M des fonctions de Bessel

sont donnés par les relations :

en D avec origine en O' :

$$\mathcal{D}' = \frac{2}{3}\ \beta_o\ \sqrt{|A|}\ |z'_D|^{3/2} \quad \text{où } |z'_D| = O'D'$$

en G avec origine en O' :

$$G' = \frac{2}{3}\ \beta_o\ \sqrt{|A|}\ |z'_G|^{3/2} \quad \text{où } |z'_G| = O'G'$$

$|A| = \frac{1}{|z'_D|} = \frac{\varepsilon(o)}{|z'_G|}$ pente du segment DG (en valeur absolue) .

$$u = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/3}\ \beta_o^{-1/3}\ |A|^{-1/6}$$

$$v = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3}\ \frac{\beta_o}{Z_o}^{-2/3}\ |A|^{1/6} \quad \text{avec } Z_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} = \frac{\mu_o \omega}{\beta_o}$$

$$\frac{u}{v} = \mathcal{D}'^{1/3}\ Z_o = G'^{1/3}\ Z_o/\sqrt{\varepsilon(o)} \quad \text{car } \mathcal{D}'^{-1/3}\ G'^{1/3} = \sqrt{\varepsilon(o)}$$

$$Q_5(\gamma z) = \begin{pmatrix} \exp(\gamma z) & \exp(-\gamma z) \\ \frac{j\gamma}{\mu_o \omega} \exp(\gamma z) & -\frac{j\gamma}{\mu_o \omega} \exp(-\gamma z) \end{pmatrix}$$

avec : $\gamma^2 = -\beta_o^2\ \varepsilon(o)$,

Soit :

$$Q_5^{-1}(0) = \frac{\mu_o \omega}{-2\, j\gamma} \begin{pmatrix} -\frac{j\gamma}{\mu_o \omega} & -1 \\ -\frac{j\gamma}{\mu_o \omega} & 1 \end{pmatrix}$$

Pour $z_G = -\frac{\ell}{2}$:

$$Q_5(\gamma z_G) Q_5^{-1}(o) = \begin{pmatrix} \cos(\beta_o \sqrt{\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}) & j\frac{Z_o}{\sqrt{\varepsilon(o)}} \sin(\beta_o \sqrt{\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}) \\ j\frac{\sqrt{\varepsilon(o)}}{Z_o} \sin(\beta_o \sqrt{\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}) & \cos(\beta_o \sqrt{\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}) \end{pmatrix}$$

puisque $\gamma = j\, \beta_o \sqrt{\varepsilon(o)}$ pour $0 \leqslant \varepsilon(o) < 1$

et : $$\frac{\mu_o \omega}{j\gamma} = -\frac{Z_o}{\sqrt{\varepsilon(o)}}$$

$$Q_4^{-1}(M') = \frac{1}{-juv\, M'^{2/3}(J_{1/3}(M')J_{2/3}(M') + J_{-1/3}(M')J_{-2/3}(M'))} \begin{pmatrix} -jvM'^{1/3}J_{2/3}(M') & uJ_{-1/3}(M') \\ jv\, M'^{1/3}J_{-2/3}(M') & uJ_{1/3}(M') \end{pmatrix}$$

$$(u_C^D) = F \begin{pmatrix} uJ_{\frac{1}{3}}(\mathcal{D}') & -uJ_{-\frac{1}{3}}(\mathcal{D}') \\ -jv\mathcal{D}'^{1/3}J_{-\frac{2}{3}}(\mathcal{D}') & -jv\mathcal{D}'^{1/3}J_{\frac{2}{3}}(\mathcal{D}') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -jvG'^{1/3}J_{\frac{2}{3}}(G') & uJ_{-\frac{1}{3}}(G') \\ jvG'^{1/3}J_{-\frac{2}{3}}(G') & uJ_{\frac{1}{3}}(G') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) & j\frac{Z_o}{\sqrt{\varepsilon(o)}}\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) \\ j\frac{\sqrt{\varepsilon(o)}}{Z_o}\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) & \cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) \end{pmatrix}$$

$$\text{où} \quad F = \frac{\mathcal{D}'^{1/3}}{-juvG'^{2/3}\left[J_{\frac{1}{3}}(G')J_{\frac{2}{3}}(G') + J_{-\frac{1}{3}}(G')J_{-\frac{2}{3}}(G')\right]}$$

$$(u_C^D) = \frac{\mathcal{D}'^{1/3}\,G'^{-1/3}}{J_{\frac{1}{3}}(G')J_{\frac{2}{3}}(G') + J_{-\frac{1}{3}}(G')J_{-\frac{2}{3}}(G')} \begin{pmatrix} a\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) - b\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) & j\frac{Z_o}{\sqrt{\varepsilon(o)}}\left[a\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + b\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] \\ \frac{1}{jZ_o}\left[c\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) - d\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] & \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(o)}}\left[c\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + d\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] \end{pmatrix}$$

avec :

$$a = J_{\frac{1}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{\frac{2}{3}}(G') + J_{-\frac{1}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{-\frac{2}{3}}(G') \qquad c = J_{-\frac{2}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{\frac{2}{3}}(G') - J_{\frac{2}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{-\frac{2}{3}}(G')$$

$$b = J_{\frac{1}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{-\frac{1}{3}}(G') - J_{-\frac{1}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{\frac{1}{3}}(G') \qquad d = J_{-\frac{2}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{-\frac{1}{3}}(G') + J_{\frac{2}{3}}(\mathcal{D}')\,J_{\frac{1}{3}}(G')$$

où $\mathcal{D}' = \frac{2\pi}{3\lambda_o}\,\frac{L-\ell}{1-\varepsilon(o)}$; $G' = \mathcal{D}'\,(\varepsilon(o))^{3/2}$

Le déterminant de cette matrice est :

$$\left|u_C^D\right| = \frac{D'^{2/3}\ G'^{-2/3}(ad-bc)}{\left[J_{1/3}(G')J_{2/3}(G')+J_{-1/3}(G')J_{-2/3}(G')\right]^2\ \sqrt{\varepsilon(o)}}$$

avec :

$$ab-bc = \left[J_{1/3}(D')J_{2/3}(D')+J_{-1/3}(D')J_{-2/3}(D')\right]\ \left[J_{1/3}(G')J_{2/3}(G')+J_{-1/3}(G')J_{-2/3}(G')\right]$$

La matrice aura son déterminant égal à 1 (propriété des quadripoles) puisque :

$$\sqrt{\varepsilon(o)} = D'^{-1/3}\ G'^{1/3} \quad \text{et} \quad J_{1/3}(M')J_{2/3}(M')+J_{-1/3}(M')J_{-2/3}(M') = pqM'^{-1}$$

avec :

$$p = \frac{1}{(-\frac{1}{3})!\ 2^{-1/3}} = 0,931$$

et :

$$q = \frac{1}{(-\frac{2}{3})!\ 2^{-2/3}} = 0,593$$

(nous avons vérifié cette relation entre les J numériquement)

On calcule alors la matrice caractéristique globale par la relation de symétrie {Pa-5 } :

$$(u_P^D) = (u_C^D)\ \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}(u_C^D)^{-1}\ \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

et il vient :

$$(u_P^D) = \frac{\mathcal{D}'\,G'}{p^2 q^2} \begin{pmatrix} (ad+bc)\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) + (ac-bd)\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\ell) & 2jZ_o\left[(ab\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) + \frac{a^2-b^2}{2}\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell)\right] \\ -\frac{2j}{Z'_o}\left[cd\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) + \frac{c^2-d^2}{2}\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell)\right] & (ad+bc)\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell + (ac-bd)\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) \end{pmatrix}$$

Les coefficients de reflexions et de transmission sont obtenus en écrivant les conditions aux limites : (vide d'impédance Z_o aux frontières D et P :

$$E_D = E_1^+ + E_1^- \qquad H_D = \frac{1}{Z_o}(E_1^+ - E_1^-)$$

$$E_P = E_3^+ \qquad H_P = \frac{1}{Z_o} E_3^+$$

E_1^+ = onde incidente ; E_1^- = onde réfléchie ; E_3^+ = onde transmise.

Les ondes en P et D sont liées par la matrice de transfert : $\begin{pmatrix} E_D \\ H_D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_P^D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_P \\ H_P \end{pmatrix}$ On déduit de ces relations :

$$R_o = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{j\left[(ab+cd)\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell + \frac{a^2-b^2+c^2-d^2}{2}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell\right]}{(ad+bc)\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell)+(ac-bd)\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) + j\left[(ab-cd)\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell + \frac{a^2-b^2-c^2+d^2}{2}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell\right]}$$

$$T_o = \frac{E_3^+}{E_1^+} = \frac{\ell^2 q^2\,\mathcal{D}'^{-1}\,G'^{-1}}{(ad+bc)\cos(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell)+(ac-bd)\sin(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell) + j\left[(ab-cd)\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell + \frac{a^2-b^2-c^2+d^2}{2}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\ell\right]}$$

où a , b , c, et d ont les expressions données précédemment. Les fonctions de Bessel d'ordre 1/3 ont été données par le National Bureau of Standards {Na-1}.

C-1-3. - CALCUL DE LA MATRICE DE TRANSFERT ET COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION A LA COUPURE ET AU DELA ($\varepsilon(o) \leq 0$) . -

(Figure C-4).

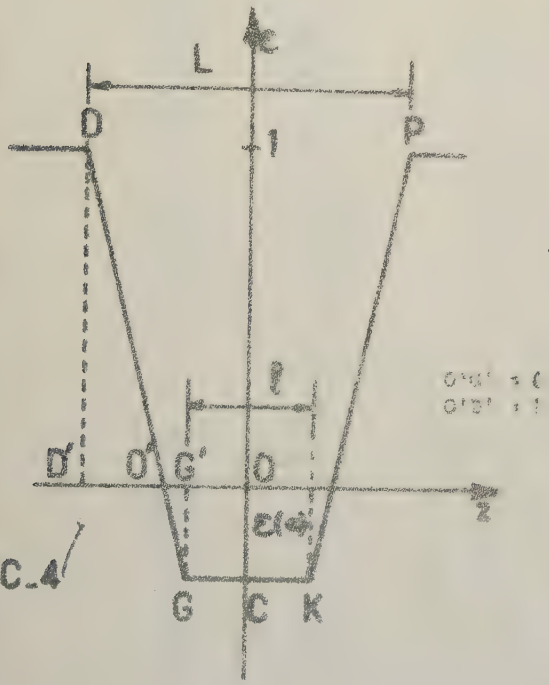


Fig:C_4

La matrice de transfert de la partie gauche contient des matrices Q_4 correspondant à la partie O'D mais en plus des matrices Q_3 correspondant à la partie O'G.

$$(u_C^D) = Q_4(D')Q_4^{-1}(O)Q_3(O)Q_3^{-1}(G')Q_5(\gamma z_G)Q_5^{-1}(O)$$

L'expression du produit des 2 dernières matrices diffère de l'expression établie précédemment car cette fois-ci :

$$\gamma = \beta_o \sqrt{-\varepsilon(o)}$$

Donc :

$$Q_5(\gamma z_G)\ Q_5^{-1}(O) = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}\left(\beta_o \sqrt{-\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}\right) & j\,\frac{Z_o}{\sqrt{-\varepsilon(o)}}\operatorname{sh}\left(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}\right) \\ -j\,\frac{\sqrt{-\varepsilon(o)}}{Z_o}\operatorname{sh}\left(\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}\right) & \operatorname{ch}\left(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \frac{\ell}{2}\right) \end{pmatrix}$$

d'autre part :

$$Q_3(M) = M^{1/3}\begin{pmatrix} u\,I_{1/3}(M) & -u\,I_{-1/3}(M) \\ j\,v\,M^{1/3}\,I_{-1/3}(M) & -jvM^{1/3}\,I_{2/3}(M) \end{pmatrix}$$

où I (M) : fonction de Bessel modifiée {Na-1}, soit :

$$Q_3^{-1}(M) = \frac{1}{-juv\,M^{2/3}\left(I_{1/3}(M)I_{2/3}(M) - I_{-1/3}(M)I_{-2/3}(M)\right)}\begin{pmatrix} -jvM^{1/3}I_{2/3}(M) & uI_{-1/3}(M) \\ -jvM^{1/3}I_{-2/3}(M) & uI_{1/3}(M) \end{pmatrix}$$

En tenant compte du fait que $Q_4^{-1}(O)\ \ Q_3(O) = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ j'ai trouvé tous calculs faits :

$$(u_C^D) = \frac{-\mathcal{D}'^{1/3}\, G'^{-1/3}}{I_{\frac{1}{3}}(G')I_{\frac{2}{3}}(G') - I_{-\frac{1}{3}}(G')I_{-\frac{2}{3}}(G')} \begin{pmatrix} a\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + b\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) & j\frac{Z_o}{\sqrt{-\varepsilon(o)}}\left[a\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + b\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] \\ \frac{1}{jZ_o}\left[c\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + d\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] & \frac{1}{\sqrt{-\varepsilon(o)}}\left[c\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2}) + d\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\frac{\ell}{2})\right] \end{pmatrix}$$

avec maintenant :

$$a = J_{1/3}(\mathcal{D}')\ I_{2/3}(G') + J_{-1/3}(\mathcal{D}')\ I_{-2/3}(G')$$

$$b = J_{1/3}(\mathcal{D}')\ I_{-1/3}(G') + J_{-1/3}(\mathcal{D}')\ I_{1/3}(G') \quad \text{où} \quad \mathcal{D}' = \frac{2\pi}{3\lambda_o}\,\frac{L-\ell}{1-\varepsilon(o)} \text{ avec } \varepsilon(o) \leq 0$$

$$c = J_{-2/3}(\mathcal{D}')\ I_{2/3}(G') - J_{2/3}(\mathcal{D}')\ I_{-2/3}(G') \qquad G' = \mathcal{D}'\,(\varepsilon(o))^{3/2}$$

$$d = J_{-2/3}(\mathcal{D}')\ I_{-1/3}(G') - J_{2/3}(\mathcal{D}')\ I_{1/3}(G')$$

La matrice (u_C^D) aura son déterminant égal à 1 si : $I_{1/3}(M)\ I_{2/3}(M) - I_{-1/3}(M)\ I_{-2/3}(M) = -pq\,M^{-1}$. On vérifie cette relation : $(u_P^D) = (u_C^D)\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}(u_C^D)^{-1}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$ soit :

$$(u_P^D) = \frac{\mathcal{D}'G'}{p^2q^2}\begin{pmatrix} (ad+bc)ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) + (ac+bd)sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) & 2jZ_o\left[(ab\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) + \frac{a^2+b^2}{2}\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell)\right] \\ -\frac{2j}{Z_o}\left[cd\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) + \frac{c^2+d^2}{2}\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell)\right] & (ad+bc)\ ch(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) + (ac+bd)\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell) \end{pmatrix}$$

d'où :

$$R_o = -\frac{j\left[(ab+cd)\ ch\ \beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + \frac{a^2+b^2+c^2+d^2}{2}\ sh\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \ell\right]}{(ad+bc)ch\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \ell + (ac+bd)\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + j\left[(ab-cd)\ ch\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + \frac{a^2+b^2-c^2-d^2}{2}\ sh\ \beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \ell\right]}$$

$$T_o \equiv \frac{p^2q^2\mathcal{D}'^{-1}\ G'^{-1}}{(ad+bc)ch\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + (ac+bd)\ sh(\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + j\left[(ab-cd)\ ch\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ell + \frac{a^2+b^2-c^2-d^2}{2}\ sh\ \beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\ \ell\right]}$$

Remarque. -

On vérifie que les deux groupes de formules se confondent bien à la coupure.

Cas limites :

- Distribution créneau : En faisant $\ell = L$ on retrouve les formules classiques des lames à faces parallèles . $\mathcal{D}'$ et G' tendent vers zéro et par conséquent :

$$J_{-1/3}(M) \underset{M\to 0}{\to} pM^{-1/3} \quad \text{ainsi que} \quad I_{-1/3}(M) \underset{M\to 0}{\to}$$

$$J_{-2/3}(M) \underset{M\to 0}{\to} qM^{-2/3} \quad \text{ainsi que} \quad J_{-2/3}(M) \underset{M\to 0}{\to}$$

et par ailleurs :

$$J_{1/3}(0) = J_{2/3}(0) = I_{1/3}(0) = I_{2/3}(0) = 0$$

Pour $0 \leq \varepsilon(o) < 1$:

$$R_{o_U} = \frac{j\,\frac{1-\varepsilon(o)}{2\sqrt{\varepsilon(o)}}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell}{\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)} + j\,\frac{1+\varepsilon(o)}{2\sqrt{\varepsilon(o)}}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}}$$

et :

$$T_{o_U} = \frac{1}{\cos\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\ell + j\,\frac{1-\varepsilon(o)}{2\sqrt{\varepsilon(o)}}\sin\beta_o\sqrt{\varepsilon(o)}\ell}$$

Pour $\varepsilon(o) < 0$:

$$R_{o_U} = \frac{j\,\frac{1+\varepsilon(o)}{2\sqrt{-\varepsilon(o)}}\,\mathrm{sh}\,\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\ell}{\mathrm{ch}\,\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\ell + j\,\frac{1-\varepsilon(o)}{2\sqrt{-\varepsilon(o)}}\,\mathrm{sh}\,\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\ell}$$

et :

$$T_{o_U} = \frac{1}{\mathrm{ch}\,\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\ell + j\,\frac{1-\varepsilon(o)}{2\sqrt{-\varepsilon(o)}}\,\mathrm{sh}\,\beta_o\sqrt{-\varepsilon(o)}\,\ell}$$

- Distribution triangulaire : On fait $\ell = 0$ (O et O' sont confondus). On obtient la même expression en deçà et en delà de la coupure en fonction de a , b, c et d (qui contiennent les fonctions de Bessel J ou I suivant le cas).

$$R_{o_\nabla} = \frac{j(ab+cd)}{(ad+bc)+j(ab-cd)} \quad \text{et} \quad T_{o_\nabla} = \frac{p^2q^2\,\mathcal{D}^{-1}\,G^{-1}}{(ad+bc)+j(ab-cd)}$$

Dans le cas particulier d'un triangle à la coupure $G = 0$ on obtient les expressions :

$$R_{\varphi\varphi} = \frac{j\left[J_{1/3}(\mathcal{D})J_{-1/3}(\mathcal{D}) - J_{2/3}(\mathcal{D})J_{-2/3}(\mathcal{D})\right]}{J_{-1/3}(\mathcal{D})\,J_{-2/3}(\mathcal{D}) - J_{1/3}(\mathcal{D})J_{2/3}(\mathcal{D}) + \left[(J_{1/3}(\mathcal{D})J_{-1/3}(\mathcal{D}) + J_{2/3}(\mathcal{D})J_{-2/3}(\mathcal{D})\right]}$$

$$T_{\varphi\varphi} = \frac{J_{1/3}(\mathcal{D})J_{2/3}(\mathcal{D}) + J_{-1/3}(\mathcal{D})J_{-2/3}(\mathcal{D})}{J_{-1/3}(\mathcal{D})\,J_{-2/3}(\mathcal{D}) - J_{1/3}(\mathcal{D})\,J_{2/3}(\mathcal{D}) + j\left[J_{1/3}(\mathcal{D})J_{-1/3}(\mathcal{D}) + J_{2/3}(\mathcal{D})J_{-2/3}(\mathcal{D})\right]}$$

J'ai retrouvé aussi directement ce résultat en résolvant l'équation différentielle : $\frac{d^2E}{dz^2} + k^2\,|A|z\,E = 0$ (2ème méthode proposée par R. PAPOULAR qu'il utilise , pour une distribution parabolique).

La différence entre ces deux distributions (à la coupure) consiste à remplacer les fonctions de Bessel d'ordre $\pm\frac{1}{4}$ et $\pm\frac{3}{4}$ par les fonctions correspondantes d'ordre $\pm\frac{1}{3}$ et $\pm\frac{2}{3}$.

Cette méthode donne en même temps les solutions de l'équation différentielle avec comme référence le plan z = 0 :

Pour z < 0 :

$$\frac{E(z)_-}{E(o)} = \frac{J_{-1/3}(M)J_{-2/3}(M)-J_{1/3}(M)J_{2/3}(M)+2j\ J_{1/3}(M)\ J_{-1/3}(M)}{[J_{-2/3}(M)+j\ J_{1/3}(M)]p\ M^{-1/3}}$$

et pour z > 0 :

$$\frac{E(z)_+}{E(o)} = \frac{J_{-1/3}(M)J_{-2/3}(M) + J_{1/3}(M)J_{2/3}(M)}{[J_{-2/3}(M)+ j\ J_{1/3}(M)]\ pM^{-1/3}}$$

Autres recoupements et vérifications :

1°) Entre les modules des coefficients de réflexion et de transmission j'ai vérifié numériquement la formule :

$$|Ro|^2 + |To|^2 = 1$$

qui exprime la conservation de l'énergie et entre les arguments j'ai retrouvé la relation associée :

$$\psi_o = \phi_o - \frac{\pi}{2} \qquad (K\pi \text{ près})$$

2°) Les formules trouvées dans l'hypothèse d'une distribution triangulaire ont donné les mêmes graphes que ceux obtenus par G.R. NICOLL et J. BASU {Ni-1} .

3°) Pour quelques exemples numériques et en particulier pour l'exemple qui suit, la méthode de calcul numérique utilisée par A. BOTTREAU m'a permis de contrôler les formules que je donne.

Exemple de graphe : (Formules générales relatives à la distribution trapézoïdale) :

Pour $\ell = 0{,}1644\ \lambda_o$ et $L = 0{,}5644\ \lambda_o$, nous avons tracé les variations de la phase et du module de transmission en fonction de $X = 1-\varepsilon(o)$ (Figure C-5).

J'ai vérifié numériquement les deux points à la coupure, directement par les produits matriciels, en remplaçant dès le départ les lettres par leurs valeurs.

J'ai comparé ces résultats avec ceux donnés par l'optique géométrique d'après laquelle {Dr-1}:

$$\Delta\phi = \beta_o L - \phi = \beta_o L - \beta_o \int_{-L/2}^{L/2} \sqrt{\varepsilon(z)}\, dz$$

relation qui ne tient pas compte des réflexions multiples.

soit :

Pour $0 \leq \varepsilon(o) < 1$ $\quad \Delta\phi = \beta_o \left[L - \sqrt{\varepsilon(o)}\,\ell - \frac{2}{3}(L-\ell)\, \frac{1-\varepsilon(o)}{1-\varepsilon(o)}^{3/2} \right]$

et pour $\varepsilon(o) \leq 0$ $\quad \Delta\phi = \beta_o \left[L - \frac{2}{3}\, \frac{L-\ell}{1-\varepsilon(o)} \right]$

avec dans tous les cas $L \geq \ell$.

Une étude plus complète m'a montré que le décalage avec l'optique classique est surtout notable au delà de la coupure et pour de faibles épaisseurs.

Ainsi, par exemple, pour une distribution triangulaire ($\frac{L}{\lambda_o} = 0{,}5$) $\Delta\phi$ est inférieur de 20 % au $\Delta\phi$ donné par l'optique classique pour $\varepsilon(o) < 0$. Ces décalages augmentent avec L pour n'être plus perceptibles à partir de $\frac{L}{\lambda_o} = 1{,}5$.

Pour ce qui est des modules de transmission, au lieu d'avoir une coupure franche on a une atténuation progressive, véritable effet tunnel.

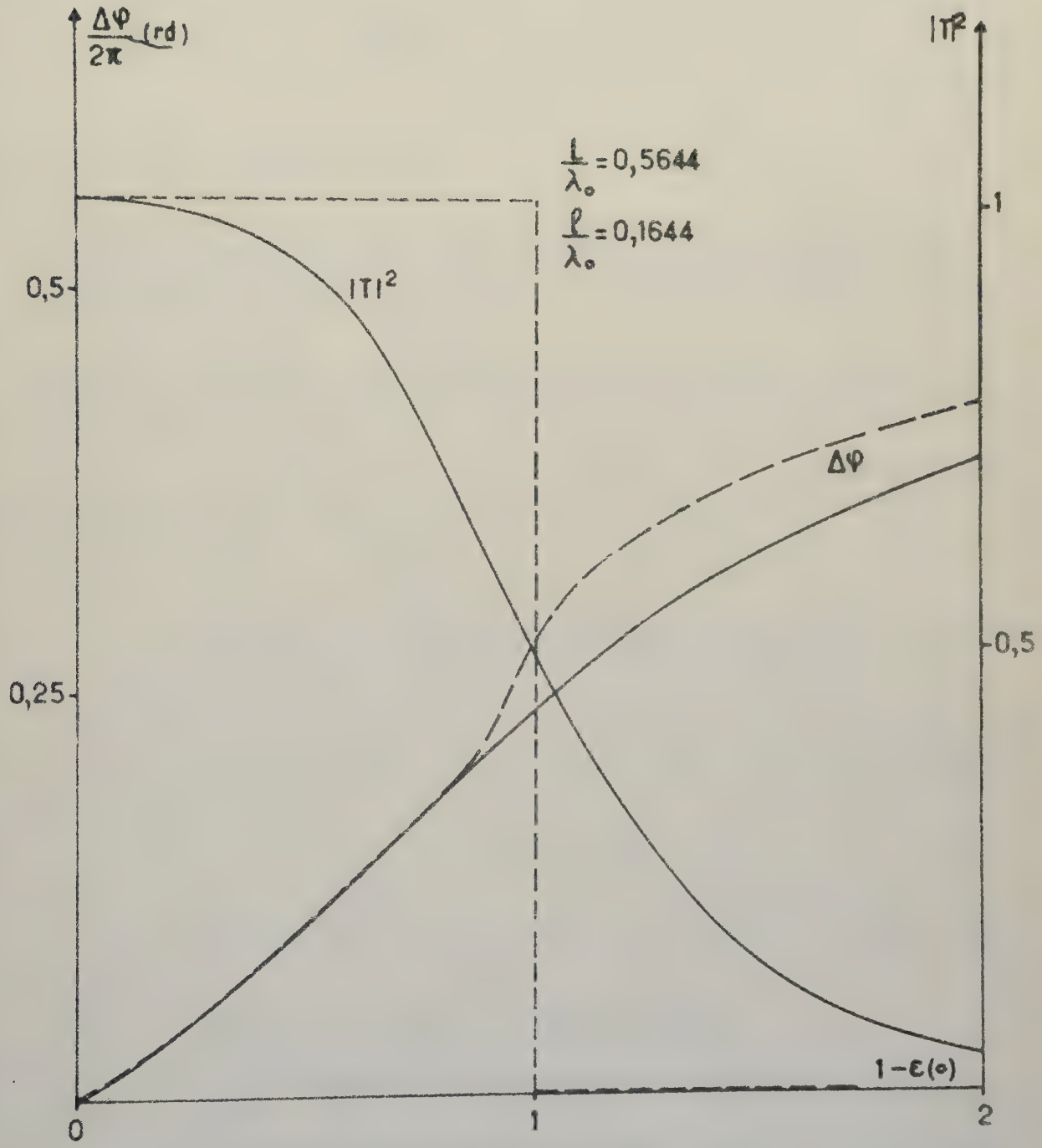

$\frac{\Delta\varphi}{2\pi}$ (rd)
$|T|^2$
$\frac{L}{\lambda_o} = 0{,}5644$
$\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}1644$
0,5
0,25
$|T|^2$
$\Delta\varphi$
1
0,5
$1-\varepsilon(o)$
0
1
2

Fig:C_5

CHAPITRE C-2

METHODE D'UTILISATION DES FORMULES RELIANT LES COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION A LA DENSITE ELECTRONIQUE. APPLICATION AUX MESURES FAITES SUR LE NEON. -

C-2-1. - REALISATION D'ABAQUES. -

Les formules établies au chapitre précédent constituent un système d'équations transcendantes qui nécessitent pour leur résolution la réalisation d'abaques ou de tables. si l'on ne veut pas avoir recours après chaque mesure à un ordinateur.

Dans le cas où l'absorption due aux collisions est très inférieure à l'atténuation due aux réflexions multiples, ces abaques peuvent être utilisés indifféremment pour les mesures en transmission ou en réflexion.

Les phases ψ_o et ϕ_o de la réflexion et de la transmission sont liées par la relation $\psi_o = \phi_o - \pi/2$ et les modules par $|R_o|^2 + |T_o|^2 = 1$ ($R_o = |R_o| \exp(-j\psi_o)$ et $T_o = |T_o| \exp(-j\phi_o)$) (Cf chapitre C-1).

J'ai calculé cinq abaques pour des petites bases $\frac{\ell}{\lambda_o}$ constantes

$\frac{\ell}{\lambda_o} = 0 \quad 0{,}1 \quad 0{,}2 \quad 0{,}3$ et $0{,}4$

Sur chaque abaque, j'ai tracé les courbes $\frac{L}{\lambda_o} = Cte$ (grande base) et les courbes $X = C^{ste}$.

$$X = 1 - \varepsilon(o) = \frac{N_o}{N_c}$$

Sur les axes, j'ai porté $|T_o|^2 = 1 - |R_o|^2$ et $\Delta\phi_o = \Delta\psi_o + \frac{\pi}{2}$ où $\Delta\phi_o = \beta_o L - \phi_o$ et $\Delta\psi_o = \beta_o L - \psi_o$.

C-2-2. - UTILISATION DES ABAQUES - METHODE PROPOSEE. -

C-2-2-1. - Mesures en fonction de l'intensité de la décharge. -

Sur un relevé expérimental pris comme exemple : $B_o = 800$ gauss

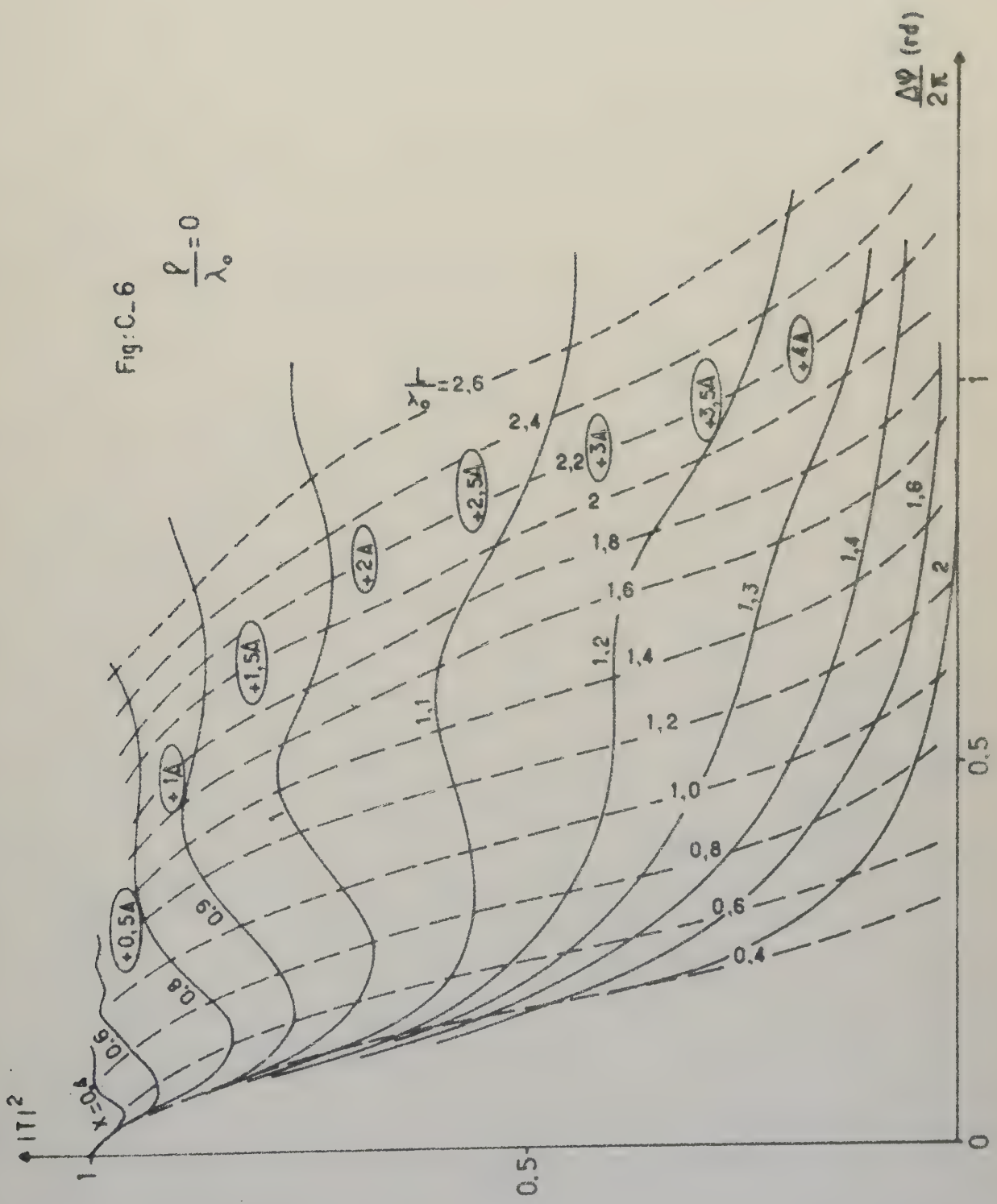


Fig: C_6
$\frac{\rho}{\lambda_0}=0$
$\frac{\lambda_0}{L}=2,6$
2,4
2,2
2
1,8
1,6
1,4
1,2
1,1
1,3
1,4
1,6
2
+0,5A
+1A
+1,5A
+2A
+2,5A
+3A
+3,5A
+4A
0,9
0,8
0,6
0,4
1,0
0,8
0,6
0,4
x=0,4
$|T|^2$
1
0,5
0
0,5
1
$\frac{\Delta\varphi}{2\pi}$ (rd)

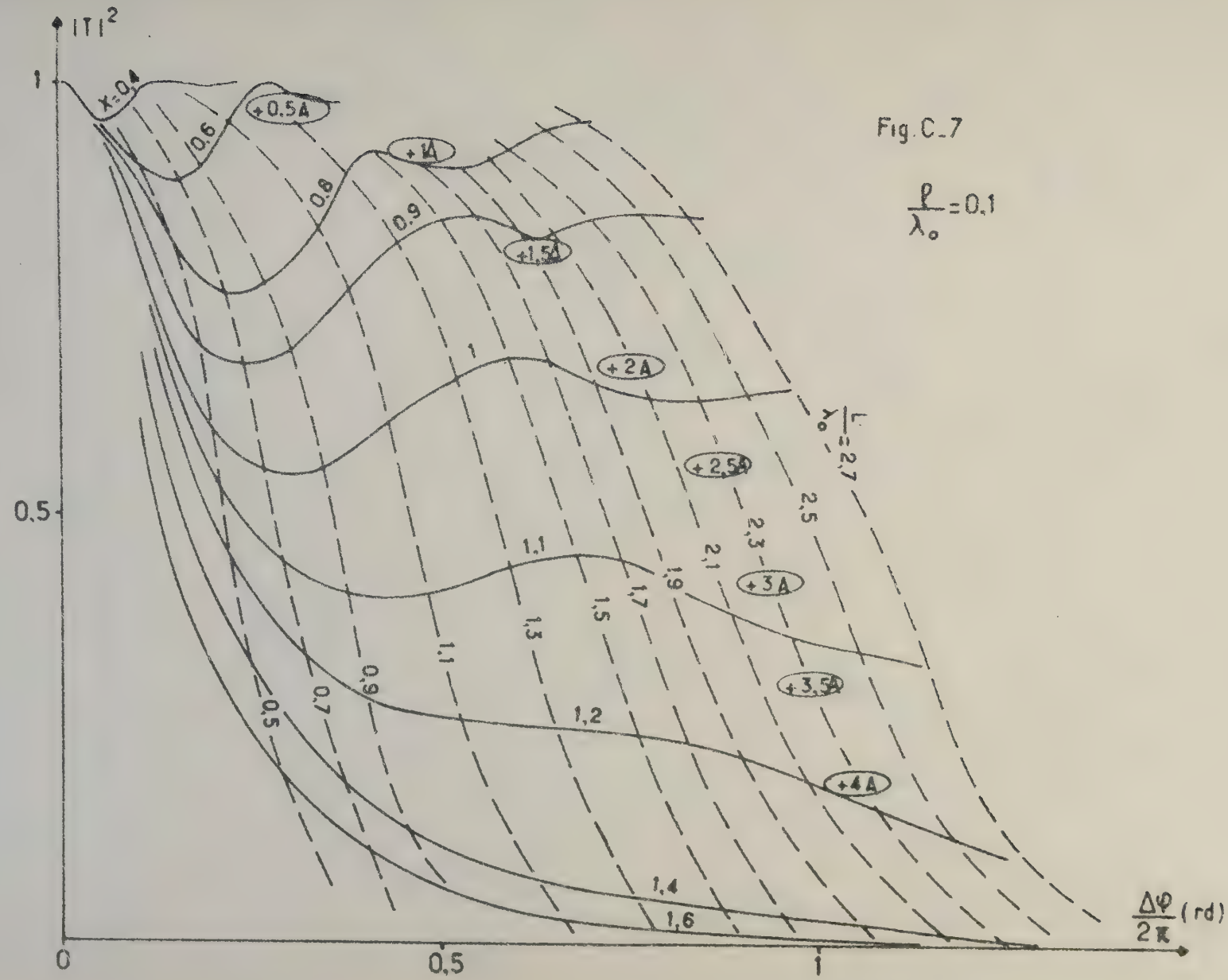


Fig. C_7

$\frac{\rho}{\lambda_o} = 0,1$

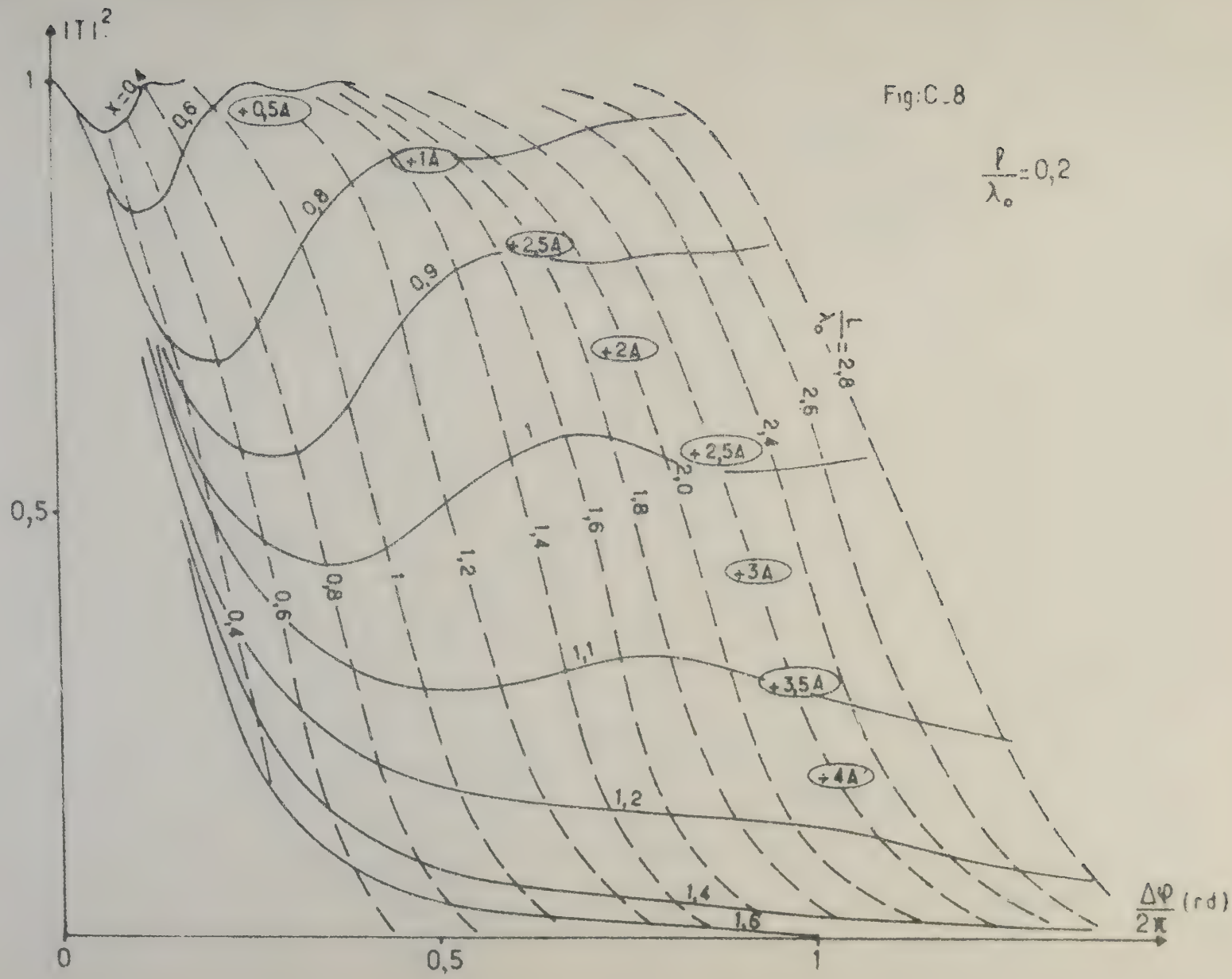


Fig:C_8

$\frac{\ell}{\lambda_0} = 0,2$

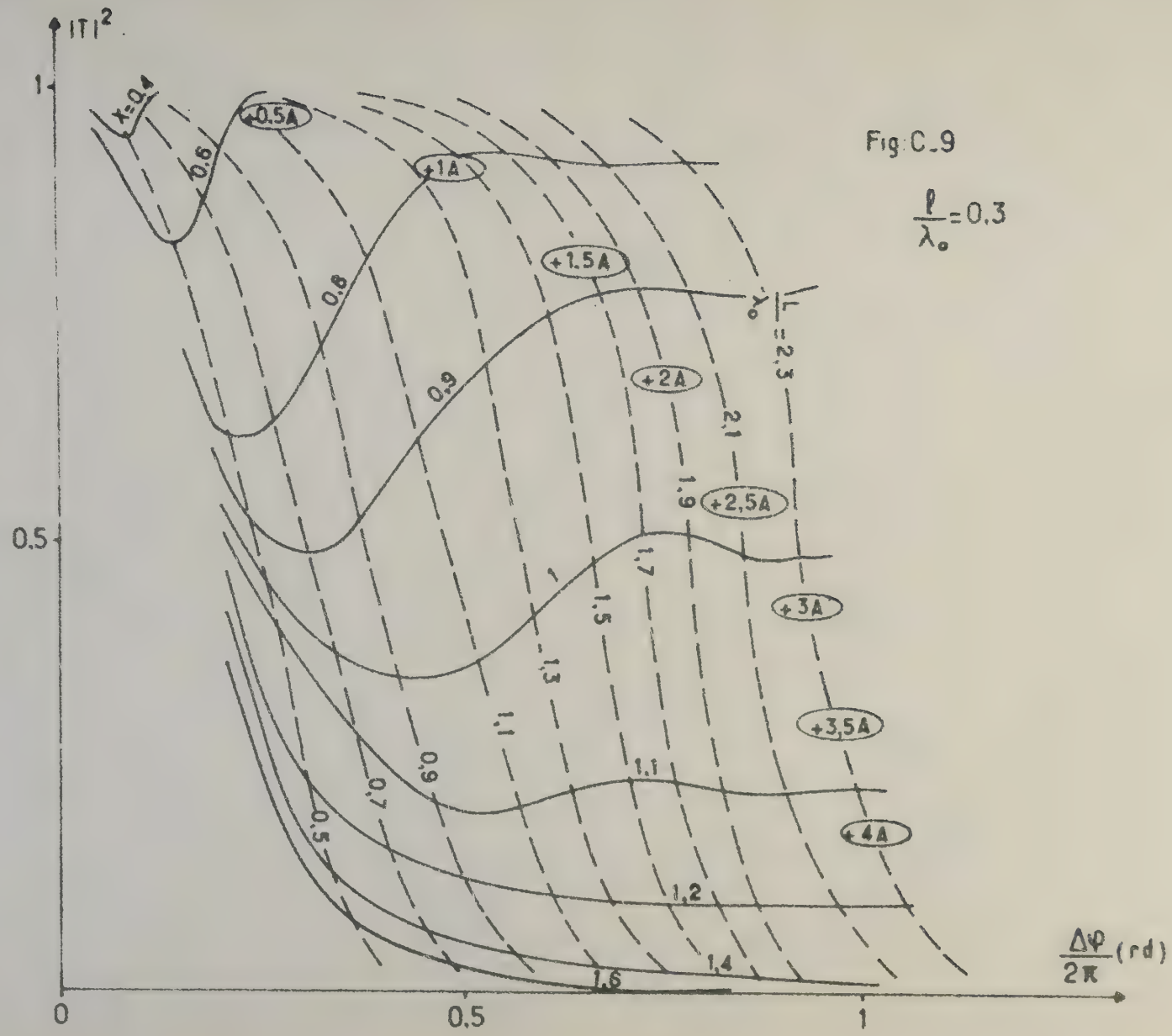


Fig: C_9

$\frac{\ell}{\lambda_o} = 0.3$

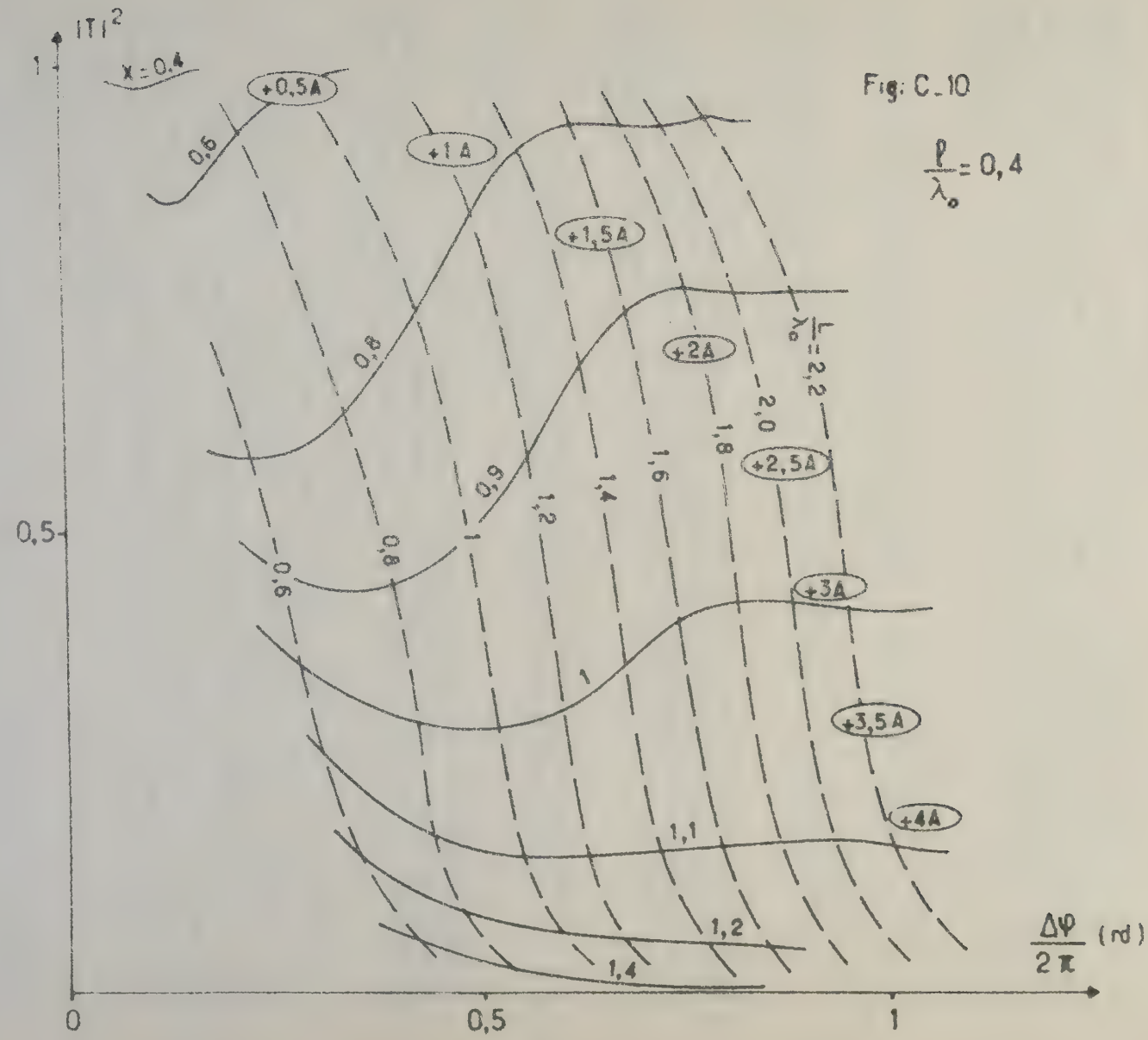


Fig: C_10

$\frac{\ell}{\lambda_o} = 0,4$

$p = 7.10^{-3}$ torr nous allons proposer une méthode d'utilisation des abaques.

Il s'agit de déduire 3 inconnues de 2 mesures interférométriques. Ces trois inconnues sont $\frac{N_o}{N_c}$, $\frac{L}{\lambda_o}$ et $\frac{\ell}{\lambda_o}$, les deux mesures interférométriques sont les mesures de phase et d'atténuation. Dans ce but, j'ai établi des relations et réalisé des abaques reliant ces mesures aux trois inconnues. Une troisième équation aurait pu être obtenue par une troisième mesure en 4 mm de longueur d'onde par exemple {Mo-2} . Ne pouvant réaliser cette mesure, j'ai cherché une méthode de résolution qui utilise les données suivantes :

1°) Les mesures de sonde faites à 0,5 A correspondent pour les faibles intensités à un profil assimilable à un trapèze connu.

2°) Les dimensions des électrodes permettent de prévoir un ralentissement de l'élargissement de la grande base du trapèze à partir d'une certaine valeur de l'intensité.

3°) L'atténuation à la coupure doit être voisine de 3 dB dès que la grande base du trapèze dépasse une longueur d'onde. Ce résultat a été donné par R. PAPOULAR dans le cas d'une distribution parabolique. J'ai vérifié que l'on retrouvait sensiblement cette valeur de 3 dB pour le profil réel.

Pour cette vérification, j'ai utilisé le profil en double trapèze (Figure C-1) très proche du profil super-lorentzien (il n'y a ici qu'une valeur numérique à calculer).

Pour les intensités élevées, le profil réel doit être compris entre la forme super lorentzienne et la parabole (compte tenu de l'effet des électrodes sur les ailes de la distribution). La méthode utilisée est la suivante {Ma-4 }:

J'ai pris 4 valeurs pour la petite base $\frac{\ell}{\lambda_o}$ du trapèze (0,1 ; 0,2 ; 0,3 et 0,4) , j'en ai déduit 4 courbes $\frac{N_o}{N_c} = f(I)$ (Figure C-11) correspondant à l'utilisation successive des quatre abaques. On peut donc porter sur ces courbes les valeurs de $\frac{L}{\lambda_o}$ puisque pour un $\frac{\ell}{\lambda_o}$ fixé, chaque abaque donne un couple de valeurs, $\frac{N_o}{N_c}$ et $\frac{L}{\lambda_o}$, solutions des équations transcendantes (Figures C-6 à C-10).

Remarques. -

1°) Jusqu'à 0,5 A il y a peu de différences entre les profils.

2°) Les largeurs à mi-hauteur augmentent régulièrement en fonction de l'intensité et tendent vers une limite qui est sensiblement la même quelle que soit ℓ / λ_o (largeur du trou anodique) (Figure C-12).

Un trapèze, dont la petite base serait constante et dont la grande base augmenterait d'abord rapidement jusqu'à ce que la largeur à mi-hauteur soit égale à celle du trou anodique et au delà plus lentement, semble donc représenter assez bien l'évolution du profil du plasma. Pour choisir cette valeur de la petite base nous connaissons l'atténuation à la coupure : environ 3 dB . En me rapportant aux courbes que nous venons de tracer puis aux courbes expérimentales, j'ai dressé le tableau suivant :

$\frac{N_o}{N_c} = 1$	pour	$\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}1$	et	I = 2,20 A	soit pour	$\mathcal{A} = 1{,}9$ dB	(atténuation)
"	"	0,2	et	I = 2,45 A	"	"	= 2,3 dB	"
"	"	0,3	et	I = 2,69 A	"	"	= 3,0 dB	"
"	"	0,4	et	I = 3 A	"	"	= 3,7 dB	"

Il apparaît donc que $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}3$ soit la valeur de la petite base qui convienne le mieux. Remarquons aussi que cette valeur de 3 dB est celle que l'on peut calculer pour une lame à faces parallèles d'épaisseur $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}32$ en utilisant la relation $|T_o|^2 = \frac{1}{1 + \frac{\pi^2 \ell^2}{\lambda_o^2}}$.

Affinement :

La courbe réelle $\frac{N_o}{N_c} = f(I)$ ne doit pas correspondre exactement à $\frac{\ell}{\lambda_o} = Cte$ mais doit couper ces différentes courbes. En particulier elle doit se raccorder aux mesures de sonde faites à 0,5 A pour lesquelles $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}16$. Ce raccordement se fait sans difficulté puisque nous avons vu que pour les basses intensités toutes les courbes étaient proches les unes des autres. En pratique, nous faisons passer la courbe définitive 1 % plus haut environ pour les basses intensités pour rejoindre $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}3$ à la coupure en coupant donc $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0{,}2$. On notera que jusqu'à 3 A c'est-à-dire jusqu'à ce que l'influence de l'anode se fasse sentir de façon importante le rapport $\frac{\ell}{L}$ reste pratiquement égal à 0,15 pour augmenter ensuite :0,158 pour 3,5 A et 0,172 pour 4 A puisque L augmente alors moins vite qu'avant.

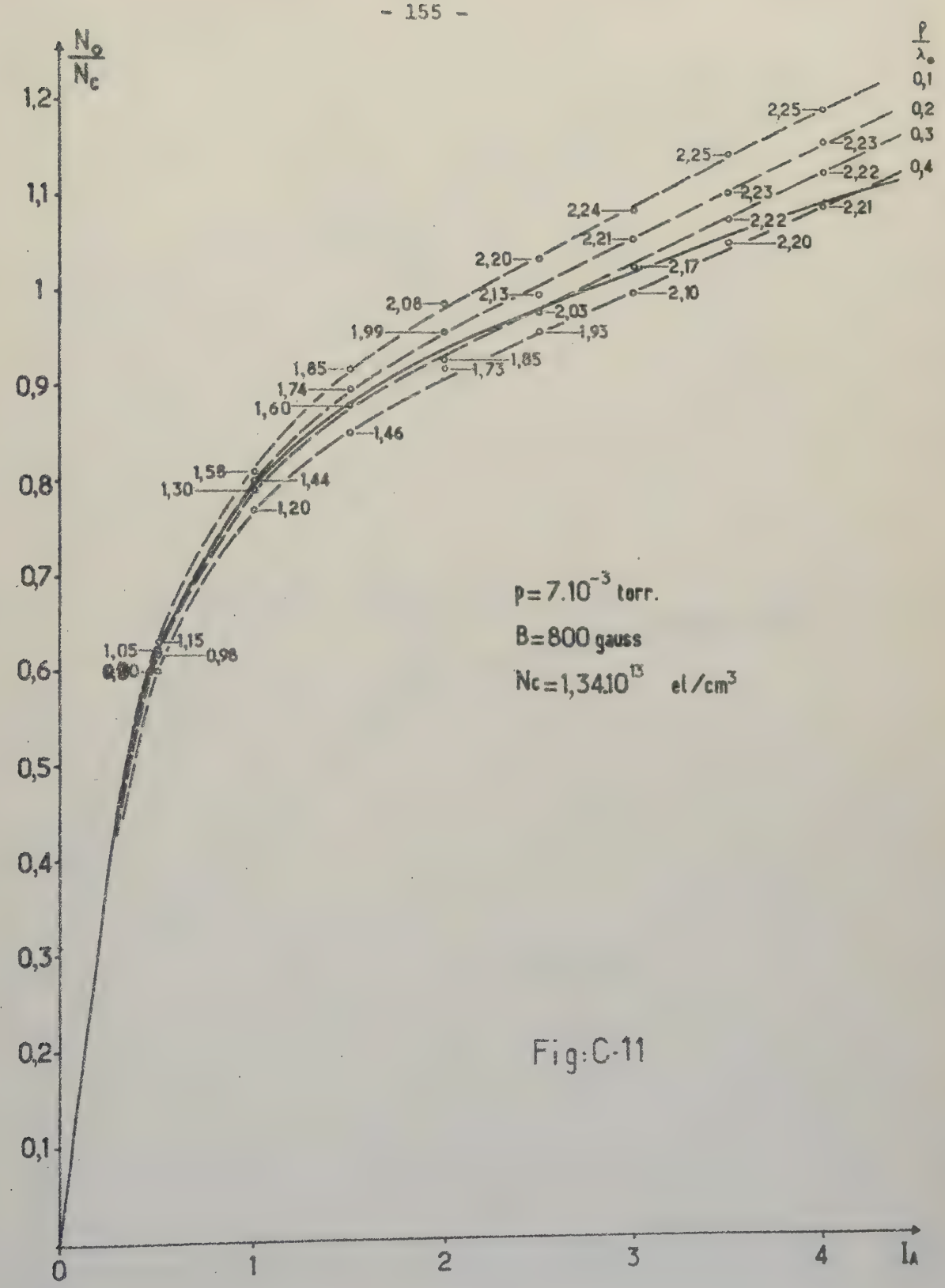

$\frac{N_e}{N_c}$
$\frac{\rho}{\lambda_e}$
0,1
0,2
0,3
0,4
1,2
1,1
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
1
2
3
4
l_A
2,25
2,25
2,24
2,23
2,23
2,22
2,22
2,21
2,21
2,20
2,20
2,17
2,13
2,10
2,08
2,03
1,99
1,93
1,85
1,85
1,74
1,73
1,60
1,58
1,46
1,44
1,30
1,20
1,15
1,05
0,98
p = 7.10^{-3} torr.
B = 800 gauss
Nc = 1,34.10^{13} el/cm^3

Fig:C-11

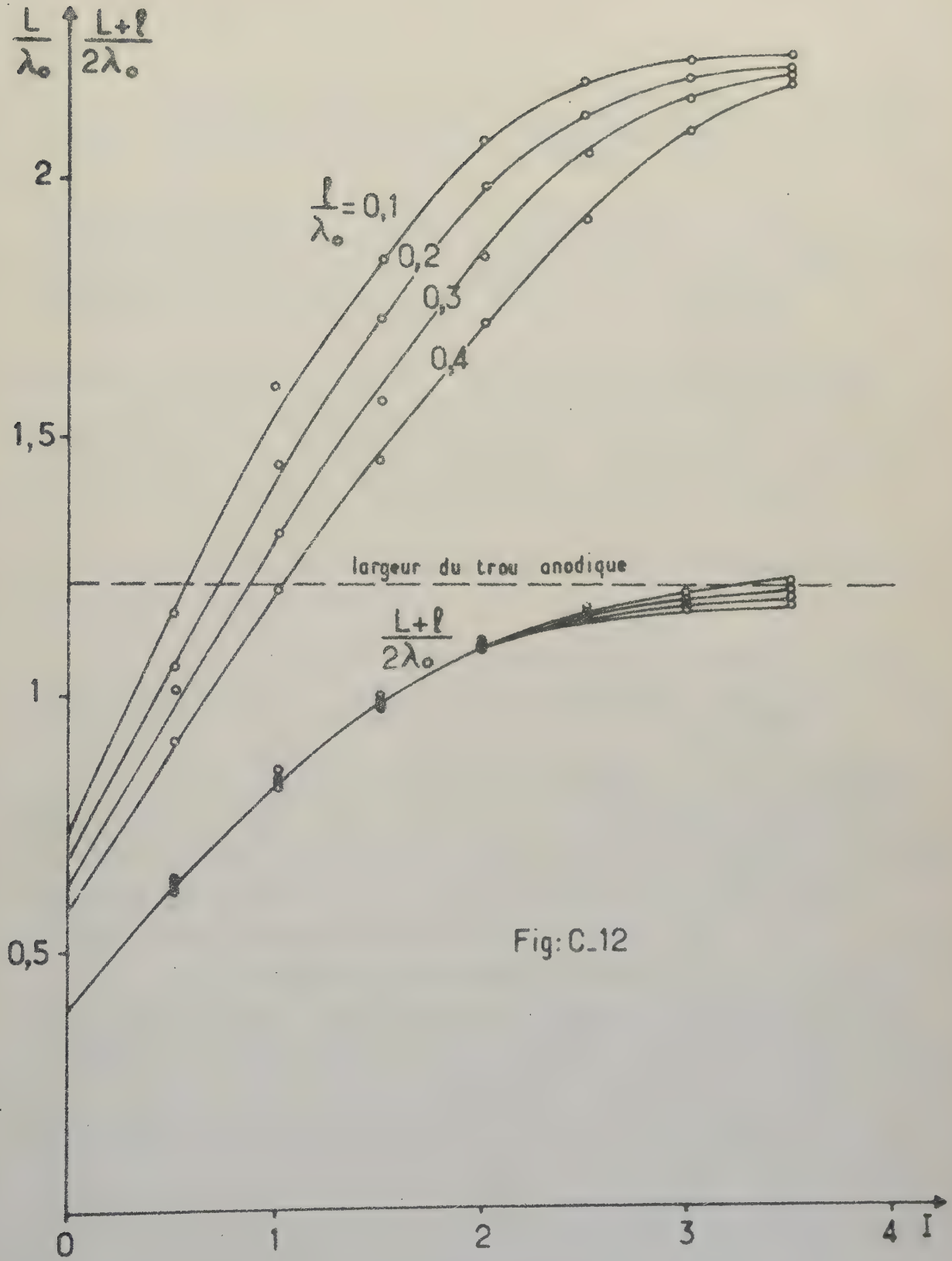

L/λ₀
(L+l)/2λ₀
2
1,5
1
0,5
l/λ₀ = 0,1
0,2
0,3
0,4
largeur du trou anodique
(L+l)/2λ₀
0
1
2
3
4
I

Fig: C_12

Remarque. -

La courbe retenue est sensiblement équidistante entre l'approximation triangulaire (ℓ= 0) et l' approximation de la lame à face parallèles (ℓ= L) qui permettent de ramener le problème à deux équations à 2 inconnues (Figures C-13) moyennant des profils peu élaborés.

La méthode proposée permet, grâce au choix d'un profil plus élaboré (à 3 paramètres) de déduire 3 inconnues de deux équations auxquelles s'ajoutent des données relatives à certaines régions. On a pu ainsi déduire des courbes de variation de trois inconnues ce qui est différent de la recherche de trois inconnues qui nécessiterait trois équations.

Nous avons tracé (Figures C-14 à C-16) à partir des courbes expérimentales plusieurs graphes $N_o/N_c = f(I)$ à p = Cte pour différents B_o . La courbe B_o = 200 gauss est en pointillés car les relevés à la sonde ont montré que pour ces faibles valeurs nous ne sommes plus tout à fait en accord avec les hypothèses du départ suivant lesquelles les "caustiques" sont exactement perpendiculaires aux lignes de niveau du plasma.

C-2-2-2 : Interprétation des mesures en fonction de l'induction magnétique et de la pression. -

Les courbes de $\frac{N_o}{N_c}$ peuvent être déduites des réseaux précédents. Nous ne donnerons que deux exemples obtenus directement par la même méthode pour indiquer l'allure des variations et faire des recoupements.

1°) En fonction de l'induction magnétique : La courbe obtenue pour $p = 7.\ 10^{-3}$ torr et I = 2,5 A a bien l'allure de celle relevée à la sonde à 500 mA (Figure B-17) . Les valeurs extrêmes sont cependant dans un rapport plus faible ce qui indique que le champ de confinement agit d'autant mieux que l'intensité est faible. Le réseau complet $\frac{N_o}{N_c} = f(B)$ à $p = 7.10^{-3}$ torr confirme cette supposition (Figure C-17).

L'utilisation des abaques nous donne les valeurs de $\frac{\ell}{L}$, ces valeurs sont en accord avec les mesures de sondes en fonction du champ de confinement (Figure C-18) . La courbe obtenue est très voisine de celle pour $\frac{\ell}{\lambda_o} = 0,3$ ($\frac{\ell}{L} = 0,28$ pour 200 gauss ; 0,26 pour 400 gauss ; 0,18 pour 600 gauss ; 0,15 pour 800 gauss et 0,14 pour 1000 gauss).

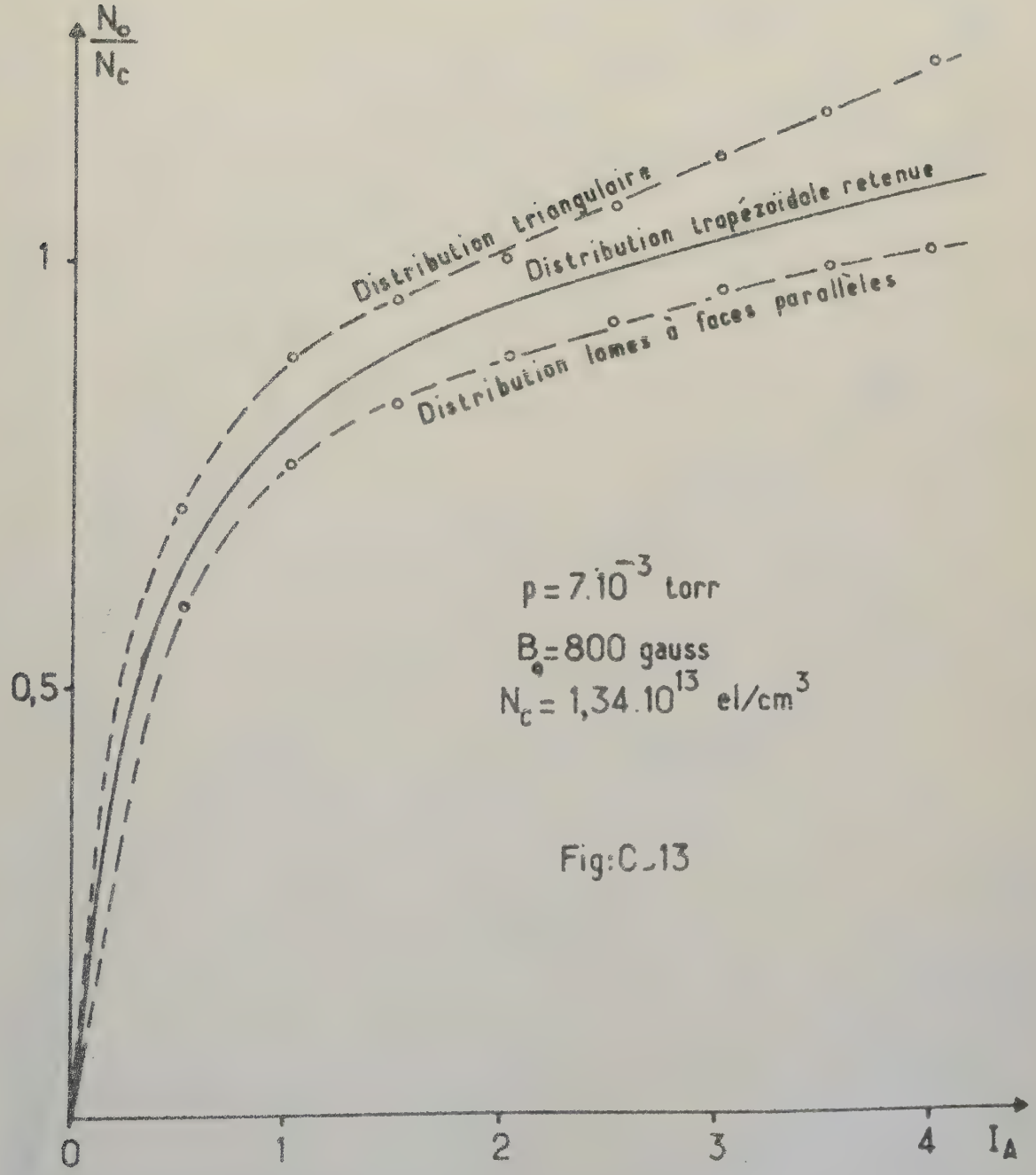

$\frac{N_o}{N_c}$
1
0,5
0
1
2
3
4
I_A
Distribution triangulaire
Distribution trapézoïdale retenue
Distribution lames à faces parallèles
$p = 7.10^{-3}$ torr
$B_o = 800$ gauss
$N_c = 1,34.10^{13}$ el/cm^3

Fig:C_13

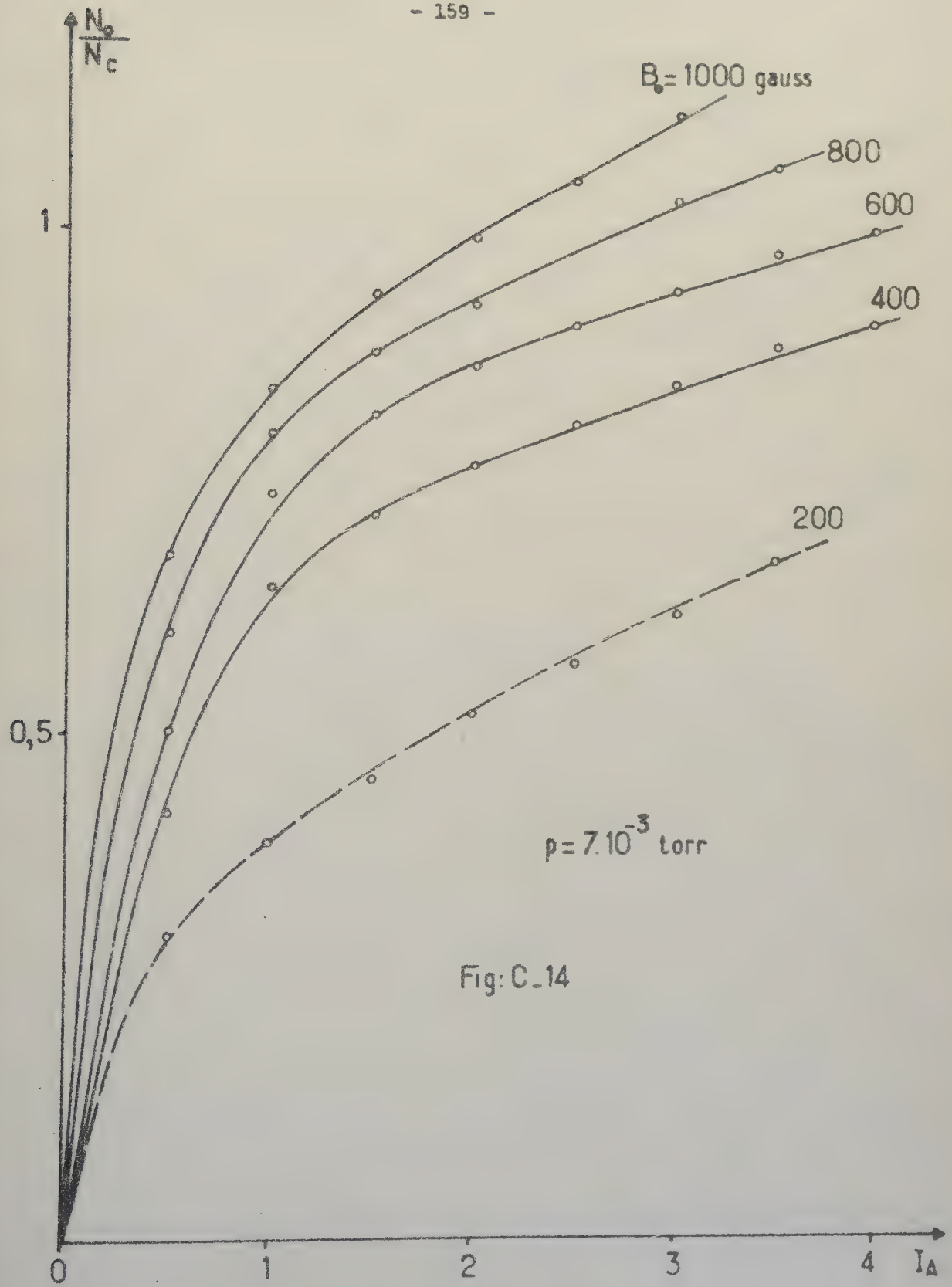

$\frac{N_o}{N_c}$
B_o = 1000 gauss
800
600
400
200
1
0,5
$p = 7.10^{-3}$ torr
0
1
2
3
4
I_A

Fig: C_14

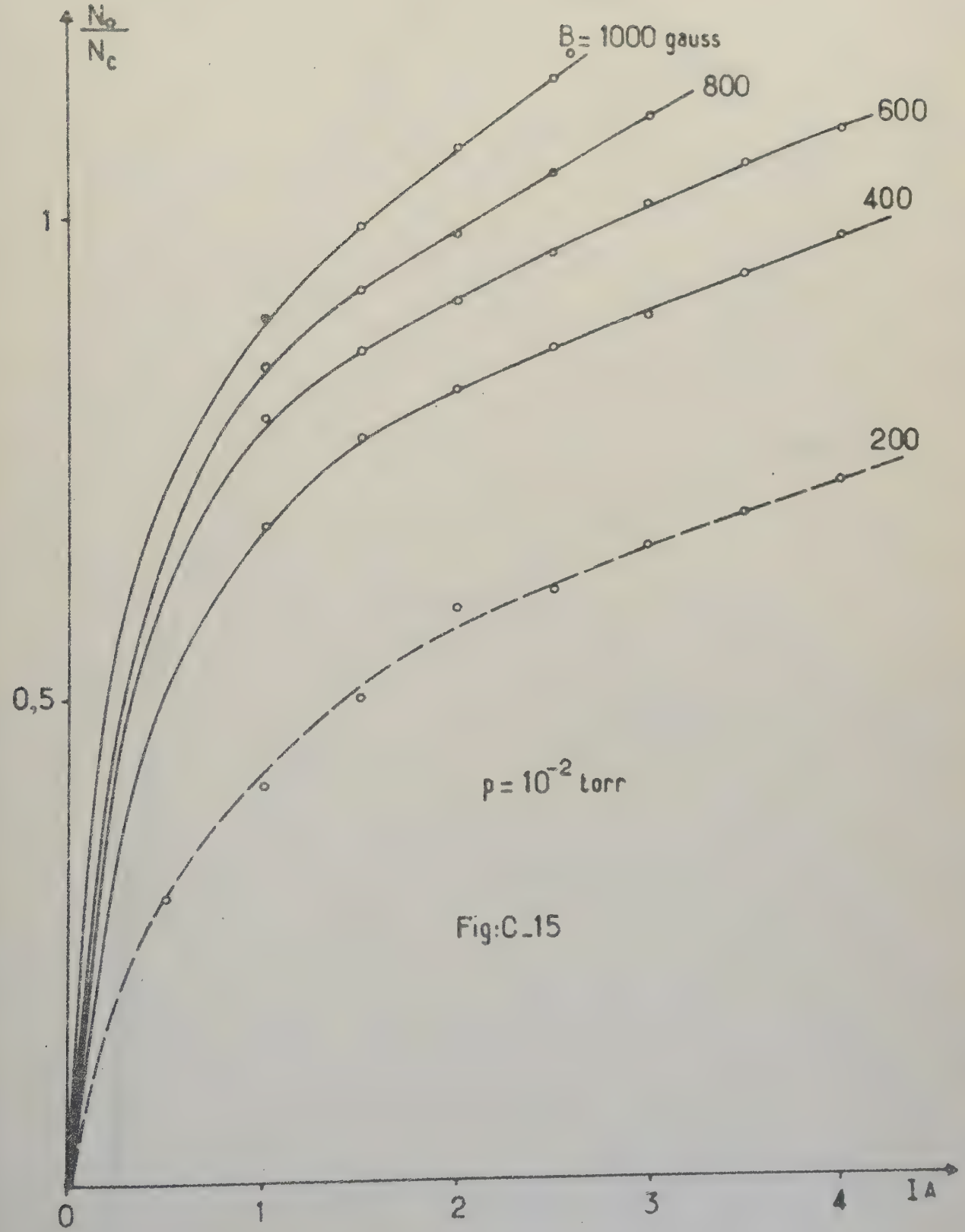


Fig:C_15

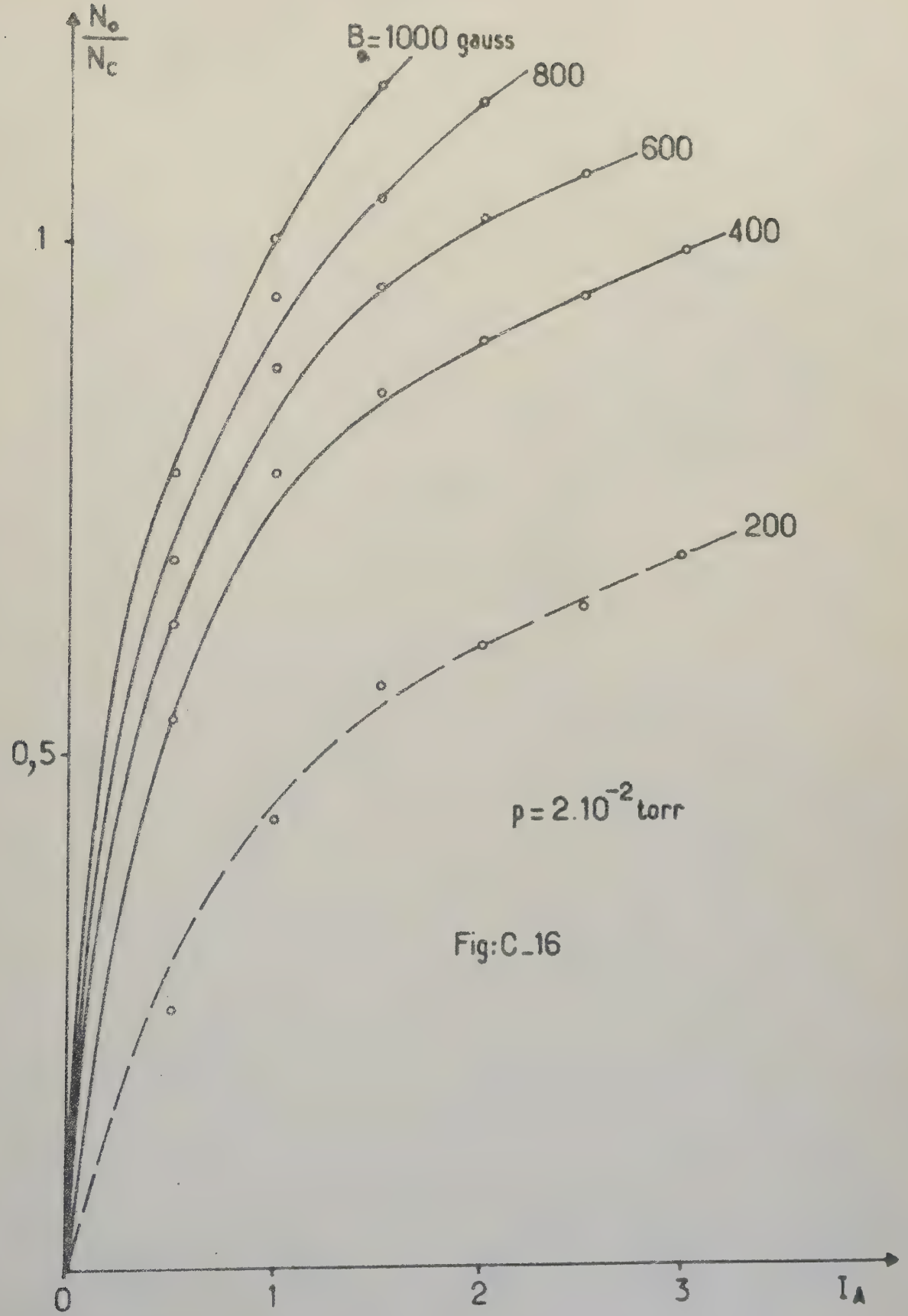


Fig: C_16

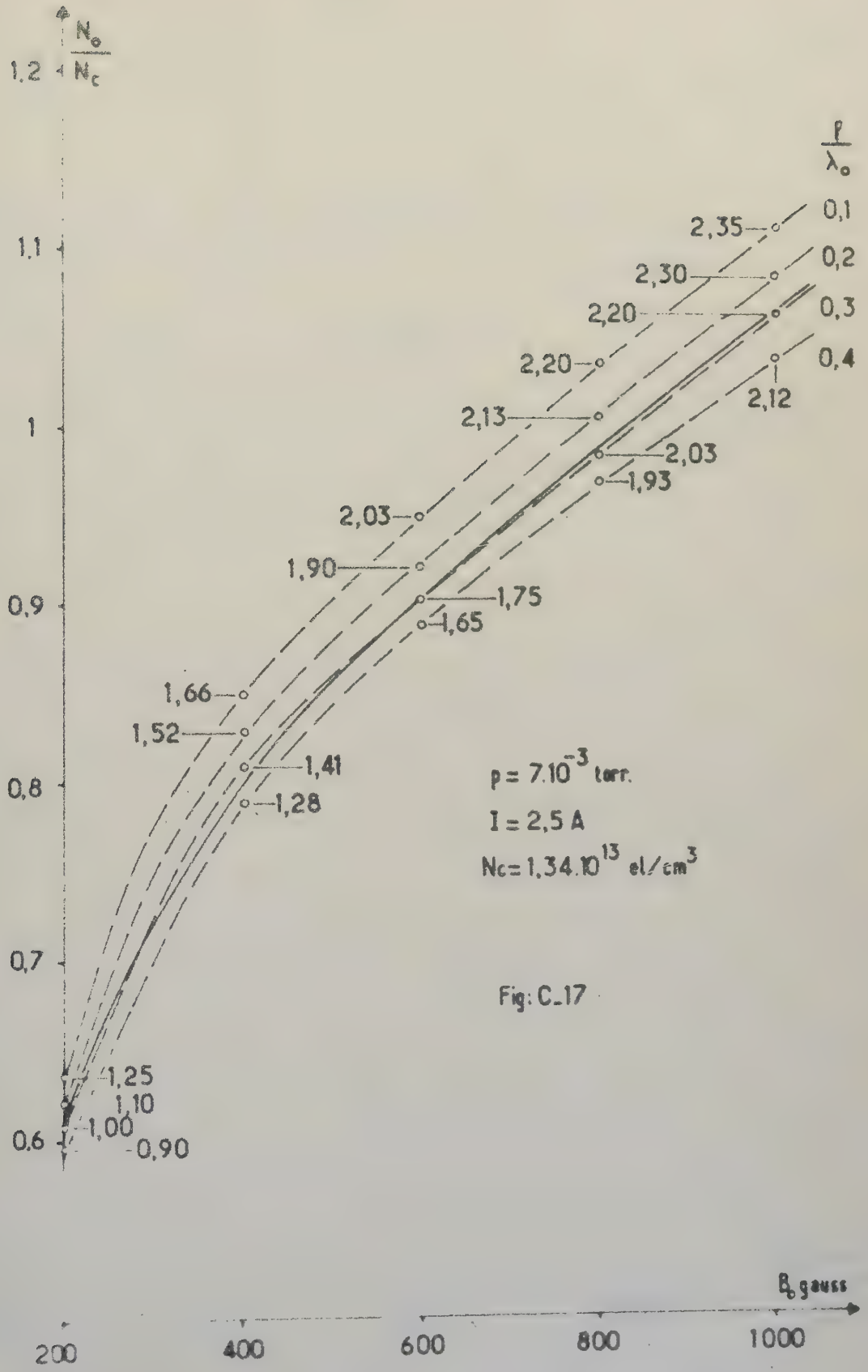

$\frac{N_o}{N_c}$
1,2
1,1
1
0,9
0,8
0,7
0,6
$\frac{\ell}{\lambda_o}$
0,1
0,2
0,3
0,4
2,35
2,30
2,20
2,20
2,13
2,03
1,90
1,66
1,52
1,41
1,28
1,25
1,10
1,00
0,90
2,12
2,03
1,93
1,75
1,65
$p = 7.10^{-3}$ torr.
I = 2,5 A
$Nc = 1,34.10^{13}$ el/cm^3
B_o gauss
200
400
600
800
1000

Fig: C_17

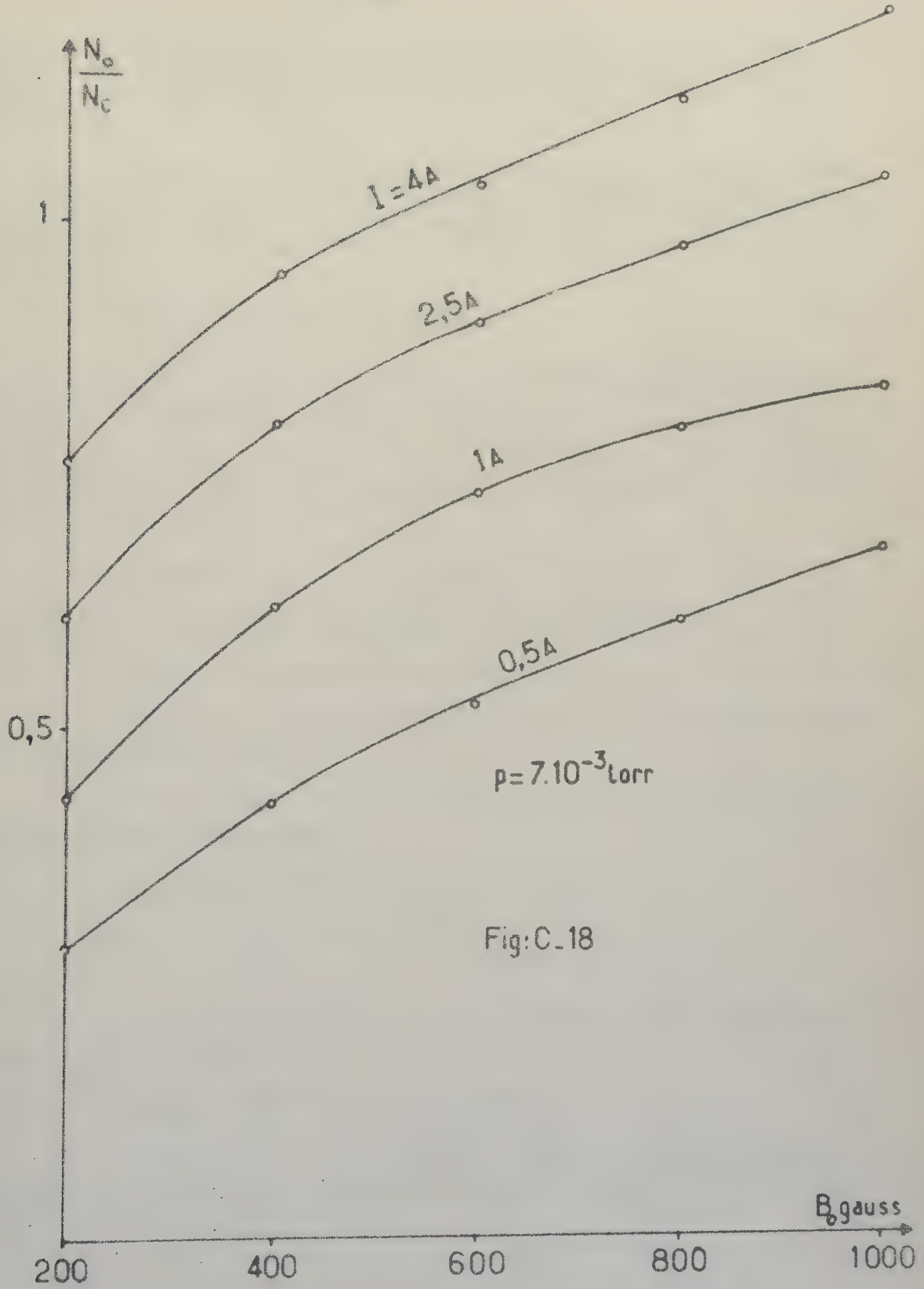

$\frac{N_o}{N_c}$
1
0,5
I=4A
2,5A
1A
0,5A
p=7.10^{-3}torr
B gauss
200
400
600
800
1000

Fig: C_18

2°) En fonction de la pression : Les variations sont pratiquement linéaires et correspondent à un rapport ℓ/L sensiblement constant (0,15) , valeur déjà trouvée pour les mesures de sonde (Figure C-19 et Figure C-20).

J'ai alors vérifié que ces trois réseaux tracés indépendamment par la même méthode se recoupaient avec une bonne précision, rendant inutile un ajustement final qui doit nécessairement être du 2ème ordre. Des résultats comparables sont donnés par A.BOTTREAU {Bo-9 ; 10} pour l'argon.

Conclusions.-

Caractéristiques de la décharge.-

Une première caractéristique de la décharge serait le calcul des coefficients de diffusion perpendiculaire . La méthode proposée par R. GELLER et D. PIGACHE {Ge-1 et Ge-2} n'est applicable qu'avec certaines réserves dans notre cas où le plasma n'est pas de révolution à cause de la forme donnée aux électrodes. On ne peut faire qu'une évaluation en donnant les deux valeurs extrêmes correspondant aux deux dimensions perpendiculaires à l'axe de la décharge.

Par exemple pour $p = 7.\ 10^{-3}$ torr B = 800 gauss (Figure C-11) on trouve une pente moyenne $\frac{\partial I}{\partial N}$ dans la région du coude de $2{,}88.\ 10^{-13}$ A cm^3 ce qui donne, compte tenu des dimensions des électrodes et du rayon des coupelles intérieures en pyrex les deux valeurs $1{,}1\ 10^{4}$ cm^2/s et $4{,}4.10^{4}$ cm^2/s.

Une deuxième caractéristique mieux définie est le taux d'ionisation atteint avec le néon.

C'est le rapport $\tau = \frac{N_o}{N_a}$ du nombre d'électrons au centre de la décharge au nombre de neutres.

N_a est donné par la relation $p = N_a\, kT$

Soit N_a (m^{-3}) $= 3{,}23.\ 10^{22}\ p_{(torr)}$

A p = Cte les courbes de τ ont donc même allure que les courbes de N. Elles tendent vers une saturation.

Note sur l'influence des collisions.

Il faut revenir, avant de conclure cette dernière partie, sur l'hypothèse des collisions négligeables, R. PAPOULAR ayant attiré notre attention sur le fait qu'à la coupure le terme de collision pouvait être

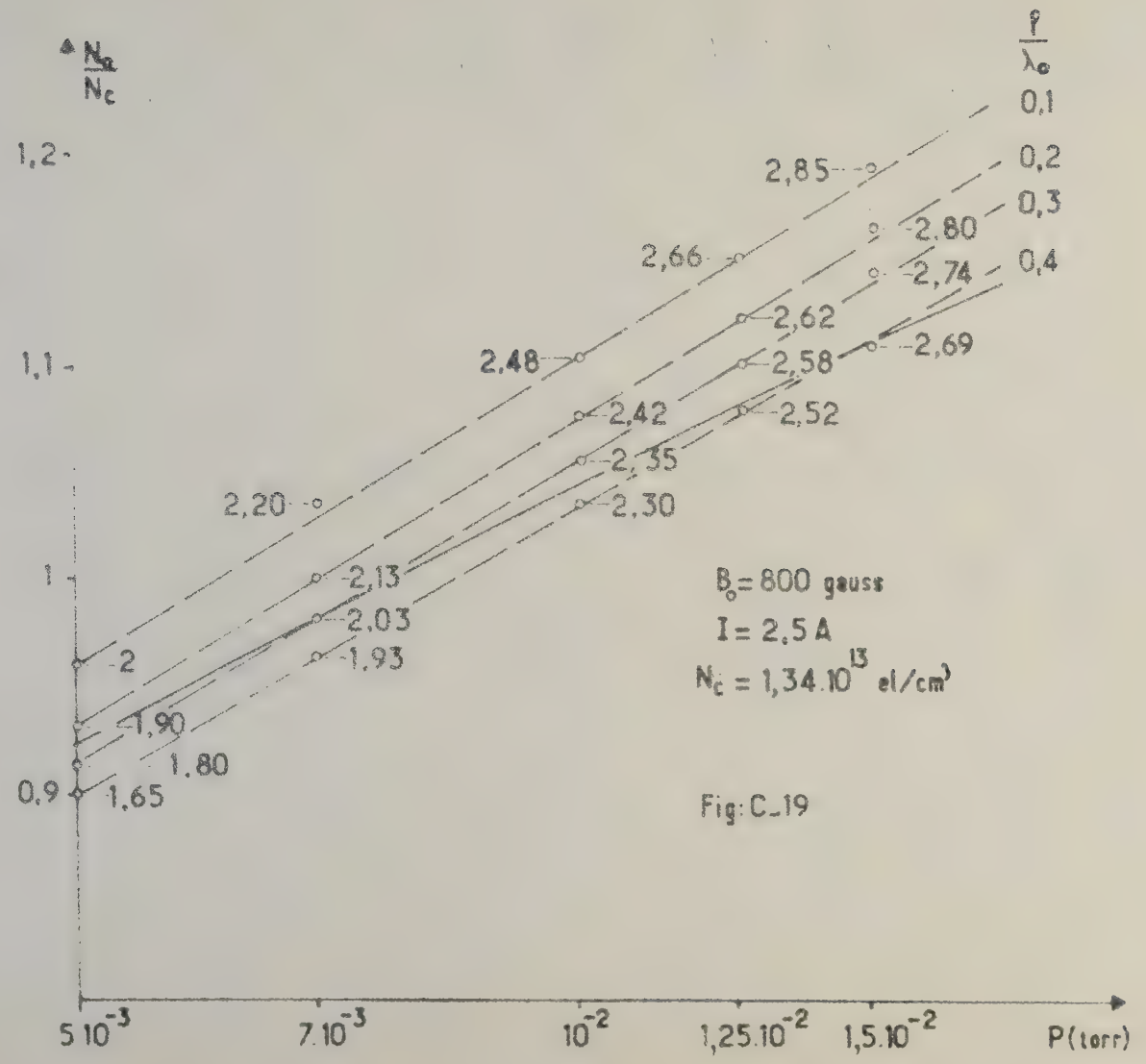

$\frac{N_a}{N_c}$
$\frac{f}{\lambda_o}$
0,1
0,2
0,3
0,4
1,2
1,1
1
0,9
2,85
2,80
2,74
2,69
2,66
2,62
2,58
2,52
2,48
2,42
2,35
2,30
2,20
2,13
2,03
1,93
2
1,90
1,80
1,65
B_o= 800 gauss
I = 2,5 A
$N_c = 1,34.10^{13}$ el/cm³
$5\,10^{-3}$
7.10^{-3}
10^{-2}
$1,25.10^{-2}$
$1,5.10^{-2}$
P(torr)

Fig: C_19

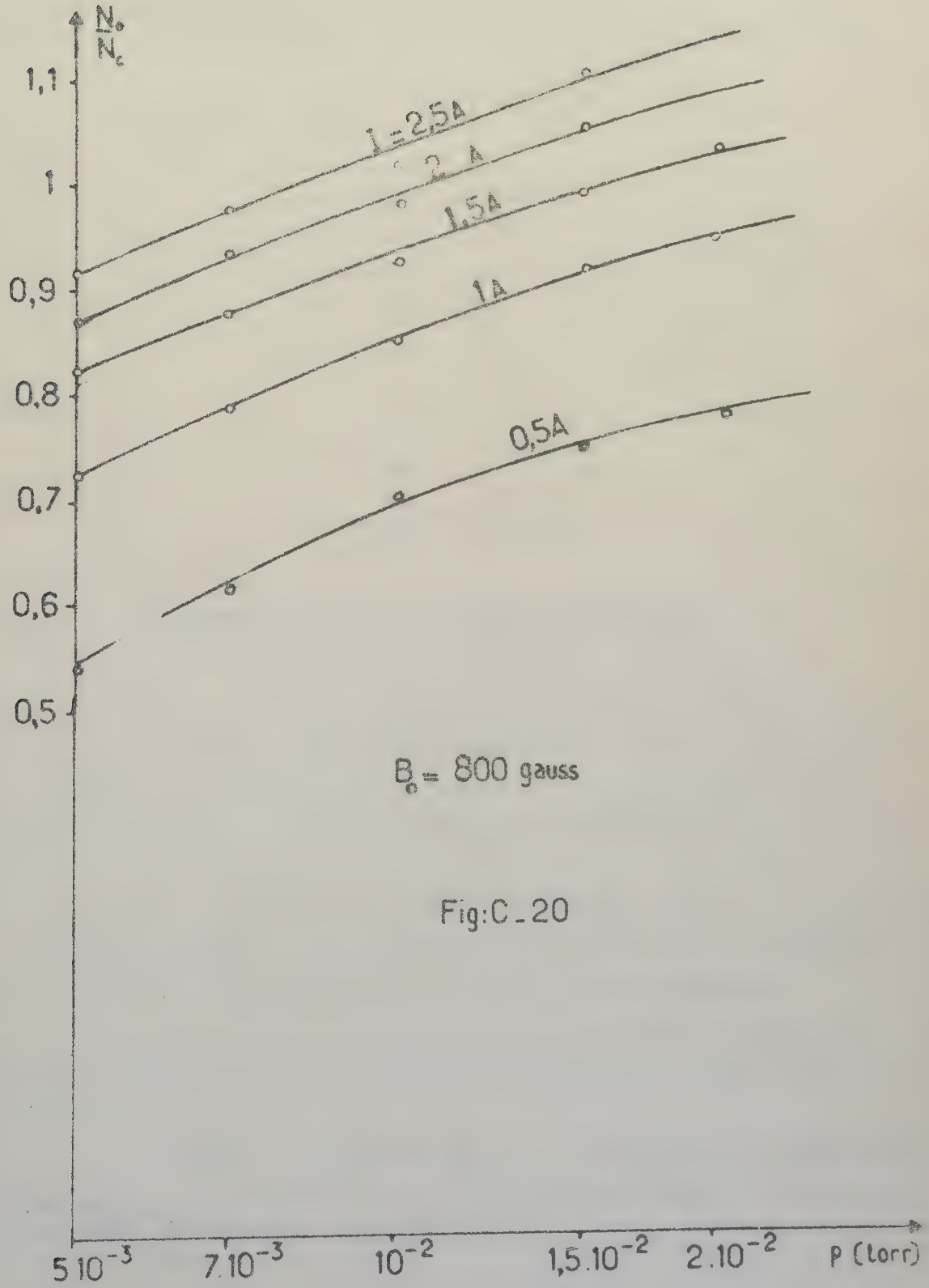

N₀/Nₑ
1,1
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
I = 2,5A
2 A
1,5A
1A
0,5A
B₀ = 800 gauss
5 10⁻³
7.10⁻³
10⁻²
1,5.10⁻²
2.10⁻²
P (torr)

Fig:C_20

non négligeable, le numérateur de ε' étant de la forme $1 - X + Z^2$. En effet :

$$\varepsilon = 1 - \frac{X}{1-jZ} = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

soit :

$$\varepsilon' = \frac{\beta^2-\alpha^2}{\beta_o^2} = \frac{1-X+Z^2}{1+Z^2}$$

$$\varepsilon'' = \frac{2\,\alpha\beta}{\beta_o^2} = \frac{XZ}{1+Z^2}$$

Pour $X = 1$:

$$\varepsilon' = \frac{Z^2}{1+Z^2} \simeq Z^2$$

$$\varepsilon'' = \frac{Z}{1+Z^2} \simeq Z \simeq \frac{2\,\alpha^2}{\beta_o^2}$$

L'atténuation peut être calculée à partir de :

$$\alpha = \beta_o \sqrt{\frac{Z}{2}}$$

$$|T|^2 = \exp(-2\,\beta_o\sqrt{\frac{Z}{2}}\; z)$$

$$A = 10 \log \frac{1}{|T|^2} = 38{,}8\sqrt{Z}\,(\frac{z}{\lambda_o})$$

Pour $z = 0{,}3\,\lambda_o$ et $Z<10^{-3}$, on trouverait $A < 0{,}3$ dB, ce qui correspondrait à $\frac{\Delta X}{X} \simeq 2$ % en considérant que les abaques établis pour $Z = 0$ sont encore valables pour $Z = 10^{-3}$ en valeurs relatives.

En conclusion, les corrections apparaissent comme étant du deuxième ordre. Un calcul qui tiendrait compte des collisions serait cependant possible à la machine.

La courbure des graphes $\frac{N_e}{N_c} = f(I)$ indique que le rendement de la décharge ($\sim$ taux d'ionisation) n'est pas proportionnel à l'intensité et tend vers une asymptote horizontale.

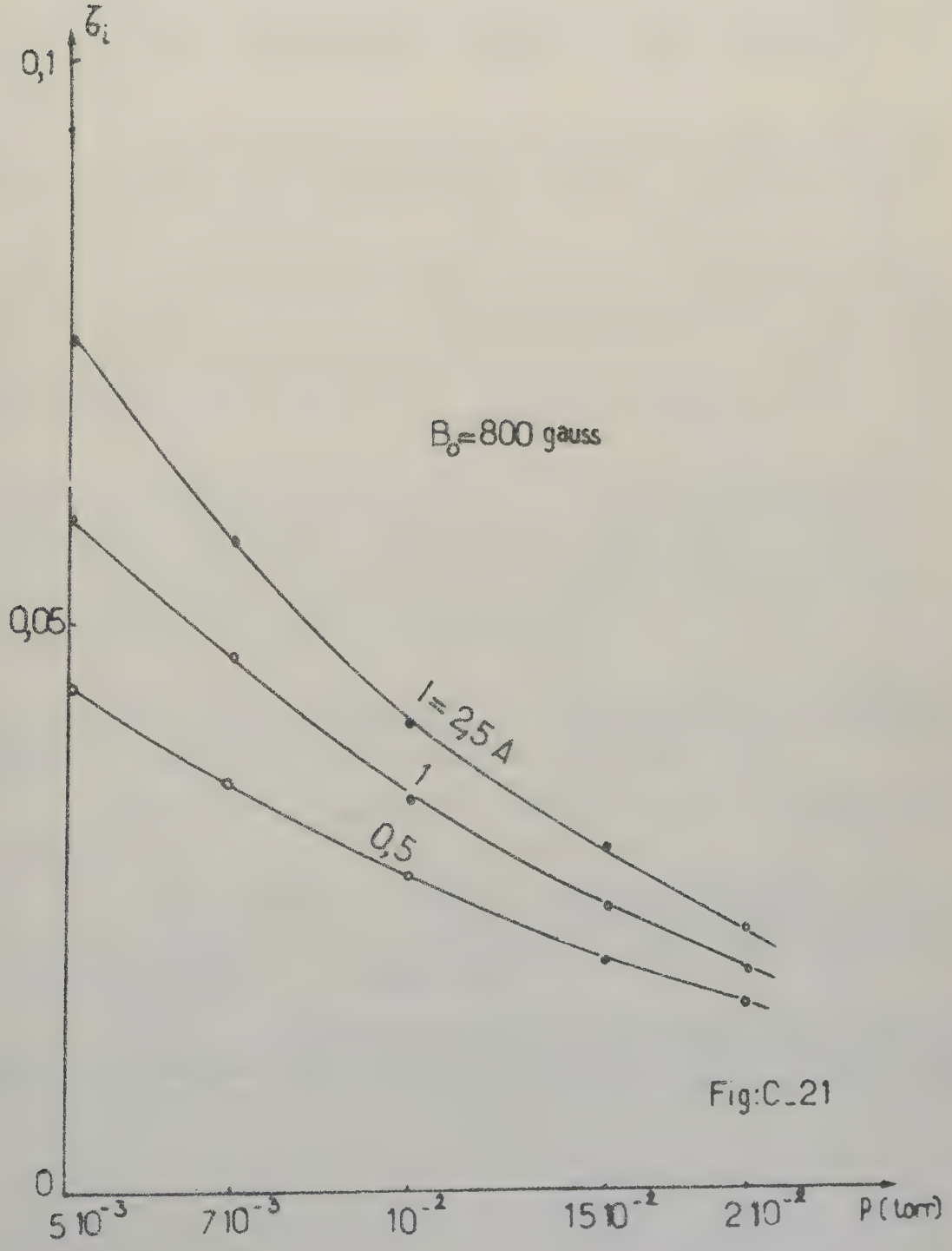

ζ_i
0,1
0,05
0
B_o=800 gauss
I= 2,5 A
1
0,5
5 10^{-3}
7 10^{-3}
10^{-2}
15 10^{-2}
2 10^{-2}
P (torr)

Fig:C_21

CONCLUSION

Le diagnostic des plasmas par interférométrie micro-onde à branche ouverte pose des problèmes de réflexions multiples entre le cornet émetteur, le dispositif focalisant, la cellule à plasma, le plasma lui-même etc... .

Il s'agit d'un problème d'optique des lames minces. Les épaisseurs et les distances qui entrent en jeu sont de l'ordre de grandeur de quelques multiples de la longueur d'onde.

La première partie de notre travail a été de faire une étude systématique de ces différentes causes d'erreur sur l'interprétation des mesures relatives aux diélectriques solides en plaques. Dans ce but nous avons rendu mobiles les cornets de l'interféromètre. Par la suite, les mesures de déphasage et d'atténuation ont été déduites de la mesure par double pointé du déplacement de l'un des cornets qui "suit" ainsi le zéro interférométrique consécutif à l'introduction de l'échantillon.

Les mesures par réflexion ont nécessité une adaptation très soignée de la branche émission - réception. L'utilisation des cornets mobiles a permis des réglages supplémentaires (distances anti-reflet). Nous nous sommes ramenés à un problème de réflexions multiples dans un seul milieu : l'échantillon. Nous avons alors réalisé des tables numériques reliant la phase et le module de réflexion de l'onde à ε' et ε'' . Deux méthodes de mesure par réflexion sont proposées.:

Cette première étape de notre travail avait donc pour objet la réalisation d'un interféromètre éliminant différentes causes de réflexions multiples et la mise au point de méthodes de mesures.

Des mesures de contrôle ont alors été faites sur des diélectriques industriels.

La deuxième partie concernait plus particulièrement la réalisation d'une décharge réflex de type P.I.G. fonctionnant en régime continu et la mesure du déphasage et de l'atténuation de l'onde hyperfréquence, en particulier au passage à la coupure ($\varepsilon = 0$).

Reprenant la même démarche que pour les diélectriques, nous avons cherché à réaliser des conditions expérimentales pour réduire les réflexions au maximum. C'est ainsi que le dispositif focalisant réglable a été directe-

ment incorporé dans les parois de la cellule à plasma. Un procédé original nous a permis de faire varier à volonté le taux d'onde stationnaire des lentilles de focalisation et donc de réaliser des conditions optimales d'adaptation. Tout se passe comme si le plasma était à l'air libre.

Une configuration géométrique particulière des électrodes nous a permis alors de ramener la résolution des équations de Maxwell à une seule dimension : l'axe de propagation. Le milieu se comporte alors, vis-à-vis des hyperfréquences comme une succession de lames à faces parallèles. Nous nous sommes ramenés ainsi à un problème plus général que celui posé par les diélectriques solides, mais de même type.

La troisième partie se rapporte à l'interprétation des mesures expérimentales. Nous avons établi des formules liant les coefficients de réflexion et de transmission (valeurs mesurées) à la permittivité et donc à la distribution de densité électronique. Nous avons négligé en première approximation les collisions. La mesure de la phase et de l'atténuation de l'onde nous a permis de remonter à la densité électronique dans l'axe, d'une part, et à la forme de la distribution d'autre part. Pour cette dernière, nous avons choisi une forme trapézoïdale assez proche des relevés que l'on peut faire par sonde à basse intensité.

Nous avons alors donné l'évolution de la densité et de la forme du trapèze en fonction des trois paramètres principaux de la décharge : intensité, champ directeur, pression.

-:-:-:-:-

ANNEXE

COEFFICIENTS DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION D'UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE PAR UNE SUCCESSION DE MILIEUX D'IMPEDANCES DIFFERENTES

Il s'agit d'un problème assez général d'optique des lames minces {Br-4 ; Mo-3 ; Pe-2 ; Sa-1 ; Wa-1 ; Yo-1}.

MATRICE CARACTERISTIQUE POUR UN MILIEU. -

Soient E_1^+ E_2^+ E_3^+ les ondes directes et E_1^- E_2^- les ondes inverses, le milieu (3) étant supposé adapté. Les relations dans le milieu (2) et aux frontières s'écrivent (Figure 1) :

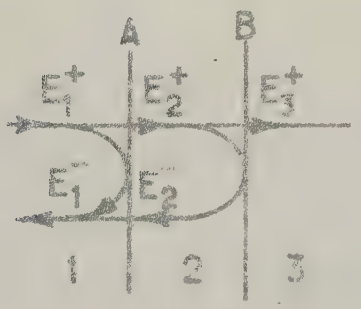


Fig: 1

$$\begin{cases} E_A = E_2^+ + E_2^- \\ H_A = Y_2 (E_2^+ - E_2^-) \end{cases}$$

Y_2 étant l'admittance absolue du milieu (2).

$$\begin{cases} E_B = E_2^+ \exp(-\gamma_2 \ell_2) + E_2^- \exp(\gamma_2 \ell_2) \\ H_B = Y_2 \left[E_2^+ \exp(-\gamma_2 \ell_2) - E_2^- \exp(\gamma_2 \ell_2) \right] \end{cases}$$

En éliminant E_2^+ et E_2^- :

$$\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \gamma_2 \ell_2 & \dfrac{\operatorname{sh} \gamma_2 \ell_2}{Y_2} \\ Y_2 \operatorname{sh} \gamma_2 \ell_2 & \operatorname{ch} \gamma_2 \ell_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_B \\ H_B \end{pmatrix}$$

Il s'agit d'une matrice unimodulaire (déterminant égal à 1). C'est un quadripôle.

En écrivant les conditions aux limites :

$$E_A = E_1^+ + E_1^-$$
$$H_A = Y_1 (E_1^+ - E_1^-)$$

$$E_B = E_3$$
$$H_B = H_3 = Y_3 E_3$$

Il vient :

$$R = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{(Y_1-Y_3)\, Y_2 \operatorname{ch} \gamma_2\ell_2 + (Y_1Y_3 - Y_2^2) \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}{(Y_1+Y_3)\, Y_2 \operatorname{ch} \gamma_2\ell_2 + (Y_1Y_3 + Y_2^2) \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}$$

$$T = \frac{E_3^+}{E_1^+} = \frac{2Y_1Y_2}{(Y_1+Y_3)\, Y_2 \operatorname{ch} \gamma_2\ell_2 + (Y_1Y_3 + Y_2^2) \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}$$

Dans le cas des milieux extrêmes (1) et (3) identiques, on vérifie que l'on retrouve bien les formules (1) en faisant $Y_1=Y_3=Y_o=\sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\mu_o}}$ et $\frac{Y_2}{Y_o} = \sqrt{\varepsilon(2)}$

$$R = \frac{\frac{1-\varepsilon(2)}{2\sqrt{\varepsilon_{(2)}}} \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}{\operatorname{ch} \gamma_2\ell_2 + \frac{1+\varepsilon_{(2)}}{2\sqrt{\varepsilon_{(2)}}} \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}$$

$$T = \frac{1}{\operatorname{ch} \gamma_2\ell_2 + \frac{1+\varepsilon_{(2)}}{2\sqrt{\varepsilon_{(2)}}} \operatorname{sh} \gamma_2\ell_2}$$

Dans ces formules γ est la constante de propagation : $\gamma = \alpha + j\beta$.

Elle est liée à la permittivité ε du diélectrique (constante) à partir de l'équation de propagation {Se-1} :

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \beta_o^2 \varepsilon E = 0$$

dont la solution est de la forme :

$$E = E_x = E_{ox} \exp (j\omega t - \gamma z)$$

d'où :

$$\gamma^2 = - \beta_o^2 \varepsilon$$

En identifiant avec $\gamma = \alpha + j\beta$ et $\varepsilon = \varepsilon' - j\,\varepsilon''$, il vient :

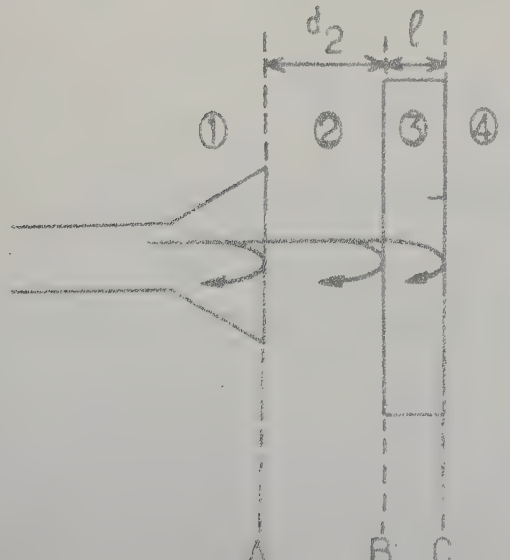
$$\varepsilon' = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta_o^2} \quad ; \quad \varepsilon'' = \frac{2\alpha\beta}{\beta_o^2}$$

soit :

$$\alpha = \beta_o \sqrt{\frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}} \quad \text{et} \quad \beta = \beta_o \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}}$$

APPLICATION A QUATRE MILIEUX. -

C'est le cas rencontré au Chapitre A-1 concernant les réflexions multiples entre le cornet émetteur-récepteur (mesures par réflexion) et l'échantillon (Figure 2) :



On peut toujours rapporter les réflexions sur le cornet en un plan de phase situé à l'entrée (plan A).

Le milieu (2) étant l'air, posons :

$$Y_2 = Y_o = \sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\mu_o}} \quad \text{et} \quad \gamma_o = \alpha_o + j\beta_o$$

$$\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \gamma_o d_2 & \dfrac{\operatorname{sh} \gamma_o d_2}{Y_o} \\ Y_o \operatorname{sh} \gamma_o d_2 & \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_B \\ H_B \end{pmatrix}$$

et :

$$\begin{pmatrix} E_B \\ H_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \gamma \ell & \dfrac{\operatorname{sh} \gamma \ell}{Y} \\ Y \operatorname{sh} \gamma \ell & \operatorname{ch} \gamma \ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_C \\ H_C \end{pmatrix}$$

d'où :

$$\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \gamma_o d_2 & \dfrac{\operatorname{sh} \gamma_o d_2}{Y_o} \\ Y_o \operatorname{sh} \gamma_o d_2 & \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \gamma \ell & \dfrac{\operatorname{sh} \gamma \ell}{Y} \\ Y \operatorname{sh} \gamma \ell & \operatorname{ch} \gamma \ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_C \\ H_C \end{pmatrix}$$

En faisant le produit on trouve que $\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix}$ est de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_C \\ H_C \end{pmatrix}$$

avec :

$$a = \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \operatorname{ch} \gamma \ell + \frac{Y}{Y_o} \operatorname{sh} \gamma_o d_2 \operatorname{sh} \gamma \ell$$

$$b = \frac{1}{Y} \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \operatorname{sh} \gamma \ell + \frac{1}{Y_o} \operatorname{sh} \gamma_o d_2 \operatorname{ch} \gamma \ell$$

$$c = Y_o \operatorname{sh} \gamma_o d_2 \operatorname{ch} \gamma \ell + Y \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \operatorname{sh} \gamma \ell$$

$$d = \frac{Y_o}{Y} \operatorname{sh} \gamma_o d_2 \operatorname{sh} \gamma \ell + \operatorname{ch} \gamma_o d_2 \operatorname{ch} \gamma \ell$$

D'autre part, en écrivant les conditions aux limites :

$$E_A = E_1^+ + E_1^- \qquad \text{et} \qquad E_C = E_4$$

$$H_A = Y_1 (E_1^+ - E_1^-) \qquad H_C = Y_o E_4$$

Il vient :

$$R = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{Y_1 a - c + bY_o Y_1 - dY_o}{Y_1 a + c + bY_o Y_1 + dY_o}$$

$$T = \frac{E_4^+}{E_1^+} = \frac{2Y_1}{Y_1 a + c + bY_o Y_1 + dY_o}$$

Le module et l'argument des coefficients de réflexion et de transmission sont alors obtenus en décomposant parties réelles et parties imaginaires de a , b , c et d à l'aide des relations du type :

$$\text{ch } \gamma d = \text{ch } (\alpha + j\beta)\, d = \text{ch}\,\alpha d \cos\beta d + j\, \text{sh}\,\alpha d \sin\beta d$$

$$\text{sh } \gamma d = \text{sh } (\alpha + j\beta)\, d = \text{sh}\,\alpha d \cos\beta d + j\, \text{ch}\,\alpha d \sin\beta d$$

et : $$Y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_o}} = Y_o \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon''} = \frac{Y_o}{\beta_o} \sqrt{\beta^2 - \alpha^2 - 2j\alpha\beta} = Y_o \frac{\beta - j\alpha}{\beta_o}$$

$$= Y_o \left(n - j \frac{\alpha}{\beta_o}\right)$$

Si la distance entre le cornet émetteur et l'échantillon n'est pas trop élevée, on pourra en première approximation faire $\text{ch}\ \alpha_o d \simeq 1$ et $\text{sh}\ \alpha_o d \simeq 0$.

On peut alors rendre compte des fluctuations quasi sinusoïdales observées et affirmer que lorsque la distance cornet émetteur - face avant de l'échantillon est anti-reflet, la première matrice :

$$\begin{pmatrix} \cos \beta_o d_2 & j\, Z_o \sin \beta_o d_2 \\ j\, Y_o \sin \beta_o d_2 & \cos \beta_o d_2 \end{pmatrix}$$ est unitaire :

$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ et que tout se passe comme si il n'y avait pas de réflexions mul-

tiples cornet échantillon puisque seule subsiste alors la matrice

$$\begin{pmatrix} \mathrm{ch}\ \gamma\ell & \dfrac{\mathrm{sh}\ \gamma\ell}{Y} \\ Y\ \mathrm{sh}\gamma\ell & \mathrm{ch}\ \gamma\ell \end{pmatrix}$$ du diélectrique.

En pratique, la distance d_2 d'anti-reflet est déterminée expérimentalement à l'aide d'un miroir (réflexion maximum). La face d'entrée de l'échantillon sera placée à cette distance.

APPLICATION A CINQ MILIEUX. -

Ce sera le cas précédent lorsqu'on placera un cornet récepteur après l'échantillon. S'il n'est pas bien adapté, les mesures par réflexion et par transmission seront erronées de quelques %, à moins de pouvoir déplacer le cornet récepteur pour régler la distance arrière anti-reflet.

Cinq milieux, c'est aussi le cas que l'on rencontre lorsqu'on étudie un liquide dans une cuve {Mo-1 , Ro-1} avec des cornets dont les coefficients de réflexion sont négligeables (sinon on serait dans le cas de sept milieux):

$$\begin{pmatrix} E_A \\ H_A \end{pmatrix} = (M_2)\ (M_3)\ (M_4) \begin{pmatrix} E_B \\ H_B \end{pmatrix}$$

avec :

$$M_i = \begin{pmatrix} \mathrm{ch}\ \gamma_i\ \ell_i & \dfrac{\mathrm{sh}\ \gamma_i\ \ell_i}{Y_i} \\ Y_i\ \mathrm{sh}\gamma_i\ell_i & \mathrm{ch}\ \gamma_i\ \ell_i \end{pmatrix}$$

Les faces de la cuve n'entreront pas en ligne de compte, si elles sont très peu absorbantes (téflon par exemple) et demi-ondes .

En effet, on aura alors :

$$(M_2) = (M_4) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} \mathrm{ch}\ \alpha\ \ell = 1 \\ \sin\beta\ \ell = 0 \end{matrix} \text{ pour } \ell_2 \text{ et } \ell_4$$

Il ne restera alors plus que la matrice (M_3) et on sera ramené au cas précédent de réflexions multiples dans un seul milieu.

Dans le cas où les milieux (2) et (3) sont de natures ou d'épaisseurs imposées, il y a lieu de faire un calcul complet. Nous avons vérifié

que l'on trouvait le même résultat avec la méthode des réflexions groupées utilisée au chapitre A-3-3.

SIX MILIEUX. -

Concernerait des mesures par réflexion d'un liquide dans une cuve (produit de 4 matrices). A partir de ce nombre de matrices on a intérêt à faire ce calcul numériquement à la machine, de proche en proche.

SEPT MILIEUX. -

Produit de cinq matrices.

C'est le cas de notre cellule à plasma. Si le dispositif focalisant n'est pas tout à fait adapté, il y a des réflexions multiples entre lentilles et aussi à l'intérieur du plasma. L'erreur systématique a été ainsi évaluée à ± 5 % (résidu de réflexions parasites).

n MILIEUX : généralisation de la méthode précédente. -

Il s'agit des réflexions multiples dans le cas d'une distribution quelconque, par exemple gradient de distribution électronique N(z) (cas des plasmas).

1°) En l'absence de collisions : La courbe $\varepsilon(z)$ obtenue à partir de N(z) est décomposée en créneaux successifs de largeur Δz (Figure 3).

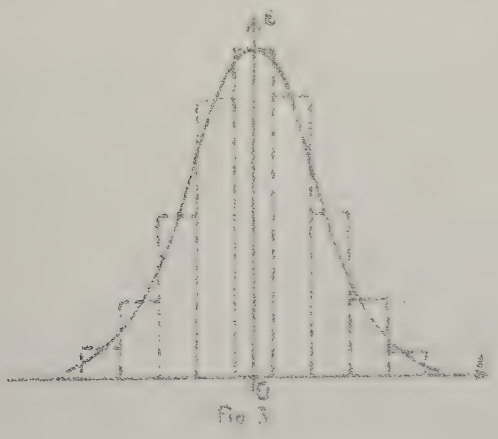


Fig 3

Le calcul du produit de matrices peut se faire à l'ordinateur. Pour chaque élément on a, à partir de la forme de la courbe de distribution de la densité $\varepsilon(z)$, la valeur de l'admittance $Y(z) = \sqrt{\frac{\varepsilon(z)}{\mu_o}}$.

2°) Dans le cas où les collisions ne sont pas négligeables :

$$Y(z) = Y_o \frac{\beta(z) - j\,\alpha(z)}{\beta_o}$$

On connaît alors pour chaque Δz les quatre éléments de la matrice :

Pour chaque z correspondant au pas Δz on connaîtra donc les quatre termes de la matrice :

$$M(z)=\begin{pmatrix} ch\alpha\Delta z \cos \beta\Delta z + j\ sh\alpha\Delta z \sin \beta\Delta z & \beta_o z_o \dfrac{sh\alpha\Delta z \cos\beta\Delta z + j\, ch\alpha\Delta z \sin\beta\Delta z}{\beta - j\,\alpha} \\ \dfrac{\gamma_o(\beta-j\alpha)}{\beta_o}\left[sh\alpha\Delta z \cos \beta\Delta z + j\ ch\alpha\Delta z \sin \beta\Delta z \right] & ch\alpha\Delta z \cos\beta\Delta z + j\ sh\alpha\Delta z \sin\beta\Delta z \end{pmatrix}$$

Le pas Δz (largeurs des rectangles) est déterminé de la façon suivante :

on opère avec un certain nombre d'intervalles puis on recommence avec un nombre double. Si les différences entre les résultats sont inférieures à la précision désirée, on arrête le processus , sinon on recommence.

On peut aussi envisager un pas variable, fonction de la forme de la courbe et de la position du créneau .

-:-:-:-:-:-:-

BIBLIOGRAPHIE

(Les numéros entre parenthèses renvoient aux pages où sont cités les références).

{Al-1} (131) F.A. ALBINI , R.G. JAHN - J. Appl. Phys. 1961 ,32, 75

{Al-2} (9) D. ALLAB , Thèse Doct. Electronique Paris 1963

{Al-3} (58) D. ALLAB , Thèse Doct. ès-Sciences, Paris 1966

{Ba-1} (9) M.P. BACHYNSKI , G.G. CLOUTIER , RCA Rev. 1964 , 25 , 168

{Ba-2} (90) J. BACKUS , Charactéristics of Electrical discharge in magnetic fields - Guthrie & Wakerling , 1949

{Ba-3} (131) D.W. BARON , K.G. BUDDEN , Proc. of the Royal Soc. 1959 249 387.

{Ba-4} (90) R. BASILE , J.M. LAGRANGE , Proc. of the 6° C.I.P.I.G. Paris 1963 Tome IV CEA 1963.

{Bi-1} (63) D. BISE , M. CADART , C. CESARI , T. CONSOLI , Physics Letters 1966 , 21 , 166.

{Bl-1} (14) J. BLED , Thèse de Doct. Electronique Lille 1962.

{Bo-1} (80) M. BORN , E. WOLF , Principles of optics Pergamon Press New-York 1959 p. 434.

{Bo-2} (22) A. BOTTREAU , Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sc. 1964 , 259 , 758

{Bo-3} (66) A. BOTTREAU , Cl. MARZAT , Procès Verbaux Sté Sc. Phys. et Naturelles de Bordeaux , 1967.

{Bo-4} (92) A. BOTTREAU, Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sc . 1968 , 266 B , 703.

{Bo-5} (118) A. BOTTREAU, Cl. MARZAT , C.R. Acad. Sc . 1968 , 266 B ,1419.

{Bo-6} (9,131) A. BOTTREAU, J. HARDOIN-DUPARC , C.R. Acad. Sc. 1969,268 B,74.

{Bo-7} (131) A. BOTTREAU, C.R. Acad. Sc. 1969 , 268 B , 155.

{Bo-8} (22,45,51,60) A. BOTTREAU, Thèse Doct. ès Sciences Bordeaux 1969.

{Bo-9} (164) A. BOTTREAU , C.R. Acad. Sc. 1969 , 268, 155.

{Bo-10}(164) A. BOTTREAU , C.R. Acad. Sc. 1969 , 268, 397.

{Br-1} (89) C.M.F. BRACHET, P.L. VASSEUR, Proc. of the 5° C.I.P.I.G. Munich 1961,North Holland ,Amsterdam 1961 p. 1370.

{Br-2} (89) C.M.F. BRACHET, P.L. VASSEUR, C.R. Acad. Sc. 1961 , 253, 86.

{Br-3} (14) A. BRETENOUX , Thèse Doct. Spectronomie Hertzienne Bordeaux, 1967.

{Br-4} (171) L. BRILLOUIN, M. PARODI, Propagation des ondes dans les milieux périodiques , Masson , Paris 1956.

{Br-5} (92) S.C. BROWN , Basic data of plasma physics , J. Wiley,& Sons New-York , 1959.

{Bu-1} (131) K.G. BUDDEN , P.C. CLEMMOW, Proc. of Cambridge philosophical Society, 1957 , 53 , 669.

{Ca-1} (16) M. CASTETS, Thèse Doct. Optique Ultra-Hertzienne, Bordeaux 1963.

{Ca-2} (16) M.Th. CASTETS , Thèse Doct. Optique Ultra-Hertzienne, Bordeaux 1965.

{Ch-1} (14) A. CHARRU, A. BRETENOUX , C.R. Acad. Sc. 1966 , 263 B, 45.

{Ch-2} (105) A. CHARRU, Thèse Doct. ès-Sciences , Bordeaux 1958.

{Ch-3} (9) S.K. CHATTERJEE, C. RAMA BAI , P.R. SHENOY , J. of the Indian Inst. Sc. 1954 , 36 , 172 et 1955 , 37 , 304.

{Ch-4} (89) F. F. CHEN , Plasmas physics Summer Institute, Princeton University 1964.

{Co-1} (1) T. CONSOLI , Survol des techniques microondes pour l'étude des plasmas - Rapport CEA R 2427 , 1964.

{Co-2} (130) T. CONSOLI , Mesure de la densité électronique des milieux ionisés par des méthodes hyperfréquences - Rapport CEA n° 1703 , 1960.

{Co-3} (89) T. CONSOLI , R. GELLER, R. LE GARDEUR, 5° C.I.P.I.G. Munich 1961 , North Holland Amsterdam 1961 p. 1119.

{De-1} (96) J.L. DELCROIX, H. MINOO, A. R. TRINDADE, J. de Physique 1968 , 29 , 605.

{De-2} (130) J.L. DELCROIX, Introduction à la théorie des gaz ionisés Dunod Paris 1959.

{De-3} (92) J.L. DELCROIX, Physique des plasmas - Monographies Dunod Tome II , Paris 1966.

{De-4} (130) J.F. DENISE, J.L. DELCROIX , Théorie des ondes dans les plasmas , Monographies Dunod , Paris 1961.

{Do-1} (96) H. DOUCET, J. de Physique 1967, 28 , 765.

{Dr-1} (146) J.F. DRUMMOND, Plasma Physics Mc Graw Hill, New-York 1961.

{Du-1} (92) X. DURAND VEIL , Rapport P.M.I. 72-271-D-18, Ecole Polytechnique , Paris 1965.

{Ep-1} (131) P.S. EPSTEIN, Proc. Nat. Acad. Soc. Amér. 1930 , 16, 627.

{Fa-1} (80) G.W. FARNELL, Can. Jour. of phys. 1958 , 36, 935.

{Fi-1} (109) M. FITAIRE, Les sondes électrostatiques et leurs applications . Cours de Physique des plasmas, Orsay, Université de Paris 1965.

{Fl-1} (63) P. FLEURY, J.P. MATHIEU, Images Optique , Eyrolles, Paris 1960 p. 280.

{Fr-1} (60) K.D. FROOME , Proc. Roy. Soc. 1954, 223 A , 195

{Ge-1} (90,164) R. GELLER, D. PIGACHE, Proc. of the 5° C.I.P.I.G , Munich 1961 , North Holland Amsterdam 1961 p. 1111.

{Ge-2} (164) R. GELLER, D. PIGACHE, J. of Nucl. Energy , Part. C (Plasma physics) 1962, 4 , 219.

{Gi-1} (92) V.L. GINZBURG , Propagation of electromagnetic waves in plasma (Traduit du Russe) , North Holland, Amsterdam 1961.

{Go-1} (1) V.E. GOLANT, Soviet Physics, Technical Physics (Traduit du Russe) 1961 , 5 , 1197.

{Gr-1} (90) M. GREGOIRE , Thèse Doct. ès-Sciences , Paris 1965.

{Ha-1} (131) D.R. HARTREE, Proc. Camb. phil. Soc. 1929 , 25 , 47.

{Ha-2} (1) A.F. HARVEY, Microwave Engineering Academic Press , New-York 1963 p. 607.

{He-1} (1,130) M.A. HEALD, C.B. WHARTON, Plasma diagnostic with microwaves, John Wiley , New-York 1965.

{Kn-1} (90) W. KNAUER, Proc. 5° C.I.P.I.G. Munich 1961 , North Holland Amsterdam 1961 , p. 1350.

{Kn-2} (90) W. KNAUER, J. Appl. Phys. 1962 , 33 , 2093.

{Li-1} (44) J. LISSAYOU, Thèse Doct. Optique Ultra Hertzienne, Bordeaux 1963.

{Lo-1} (6) P. LOUDETTE , F. PICHERIT , J. de Phys. et le Rad. 1960, 21, 92S .

{Ma-1} (57) Cl. MARZAT , Thèse Doct. Optique Ultra Hertzienne, Bordeaux 1962.
"Appareil de résonance paramagnétique électronique à os-
"cillateur asservi. Application à l'étude d'un grenat
"d'yttrium en fonction de la température".

{Ma-2} (11,63) Cl. MARZAT ,A. BOTTREAU , L'onde électrique 1965, 45, 485.

{Ma-3} (3) Cl. MARZAT, C.R. Acad. Sc. 1968 , 267 B , 1424.

{Ma-4} (153) Cl. MARZAT, C.R. Acad. Sc. 1969, 268 B , 253.

{Ma-5} (103) E. MASCART, J. JOUBERT, Electricité et Magnétisme, Tome 2 p. 90.

{Ma-6} (80) P.A. MATTHEWS , A.L. CULLEN, The proc. of the Inst. of Elec. Eng. 1956 , 103, 449.

{Mi-1} (96) H. MINOO , A.R. TRINDADE , J. de Phys. et le Radium. Suppl. n° 4 ,(Colloque des milieux ionisés, Grenoble 1967) 1968 , 29 , C3 - 83.

{Mi-2} (90) N. MIYAGAWA , Sc. Papers I.P.C.R. 1960 , 54 , 6.

{Mo-1} (6,9) G. MONTAUDON, Thèse Doct. Optique Ultra-Hertzienne, Bordeaux 1962.

{Mo-2} (1,153) R. MOTLEY, M.A. HEALD, Proc. of the Symposium on millimeter waves. Polytechnic . Institut of Brooklyn , 1959.

{Mo-3} (171) A. MOUMOUNI DIOFFO, Revue d'Optique 1968 , 47 , 49 et 117.

{Na-1} (140,141) National Bureau of Standards. Computation Laboratory Tables of Bessel function of fractionnel order - Colombia University Press , New-York 1948.

{Ni-1} (131,145) G.R. NICOLL, J. BASU , The Institution of Elect. Eng. Monograph. n° 498 E , 1962.

{Pa-1} (1) R. PAPOULAR, J. BALAZAR , Application des ondes hyperfréquences et infrarouges à l'étude des plasmas. Monographie D.G.R.S.T. Dunod, Paris 1965.

{Pa-2} (21,30) R. PAPOULAR, Rapport Interne Euratom - CEA S.R.F.C. n°26 Note D.R.P. 50 Mars-1960.

{Pa-3} (63) R. PAPOULAR , Phénomènes électriques dans les gaz , Monographie Dunod, Paris 1963.

{Pa-4} (65) R. PAPOULAR, J.G. WEGROWE , 5° C.I.P.I.G. , Munich 1961, North Holland , Amsterdam 1961 p. 1456.

{Pa-5} (121,133,139) R. PAPOULAR, J. de Phys. et le Radium 1961 , 22 , 749.

{Pe-1} (89) F.M. PENNING , Physica 1937 , 4 , 71

{Pe-2} (171) M. PERROT, J.P. DAVID, F. PAPINI , Procès-Verbaux 90ème Congrès des Sociétés Savantes , Nice 1965 Tome 1 p. 83.

{Po-1} (57) R.V. POUND, Rev. Sc. Inst. 1946 , 17 , 490.

{Ra-1} (47,65) G. RAOULT, Les ondes centimétriques , Masson, Paris 1958 p p. 322 et 327.

{Ra-2} (130) J.A. RATCLIFFE, The magneto-ionic theory and its appl. to the ionosphere. The University Press Cambridge 1962.

{Ra-3} (6) Lord J.W. Strutt RAYLEIGH , Proc. Roy. Soc. 1896, 59 , 203.

{Re-1} (109) A.L. REIMANN , Techn. du vide ; Dunod Paris 1956, p.194

{Re-2} (9) R.M. REDMEFFER, J. of Appl. Phys. 1949 , 20 , 397. I.R.E. Transactions on microwave theory and technique 1959, 7 , 423.

{Ro-1} (6,8,9) J. ROSMORDUC, Thèse Doct. Optique Ultra-Hertzienne, Bordeaux 1962.

{Sa-1} (58,171) R. SARDOS, Thèse Doctès-Sciences, Bordeaux 1965.

{Se-1} (8,46) R.SERVANT , Cours de D.E.A. de Spectronomie Hertzienne Faculté des Sciences de Bordeaux.

{Se-2} (58) Y. SERVANT, Thèse Doct. ès-Sciences, Bordeaux 1968.

{Sh-1} (60) S. SHIOBARA, Jap. Journal of Appl. Phys. 1965, 4 , 513.

{So-1} (89) C. SOL , Diplôme d'Etudes Supérieures de Sciences Physiques Paris 1966.

{Sp-1} (93) L. SPITZER, Phys. des gaz complètement ionisés , Dunod Paris 1959.

{Ta-1} (131) S. TAKEDA, T. TSUKISHIMA , Nat. Bur. of Standard, 1965, Techn. Note 256.

{Th-1} (5) L. THOUREL, L'onde Electrique 1964, 44 , 72

{Vi-1} (9) P. VINCENT, L'onde Electrique, 1964, 44 , 61

{Vi-2} (109) J. VIRMONT , Rapport P.M.I. 284 R/10/65 , Ecole Polytechnique, Paris 1965.

{Vo-1} (44) A.R. VON HIPPEL, Dielectrics and waves, John Wiley, New-York 1962.

{Wa-1} (171) J.R. WAIT, Electromagnetic waves in statified media, Pergamon Press, London 1962.

{Wa-2} (60) R. WARDER, M. BRODWIN , ALI BULENT CAMBEL , J. of Appl. Phys. 1962, 33 , 2868.

{We-1} (65,80) J.G. WEGROWE, Thèse Ingénieur Docteur, Paris 1963.

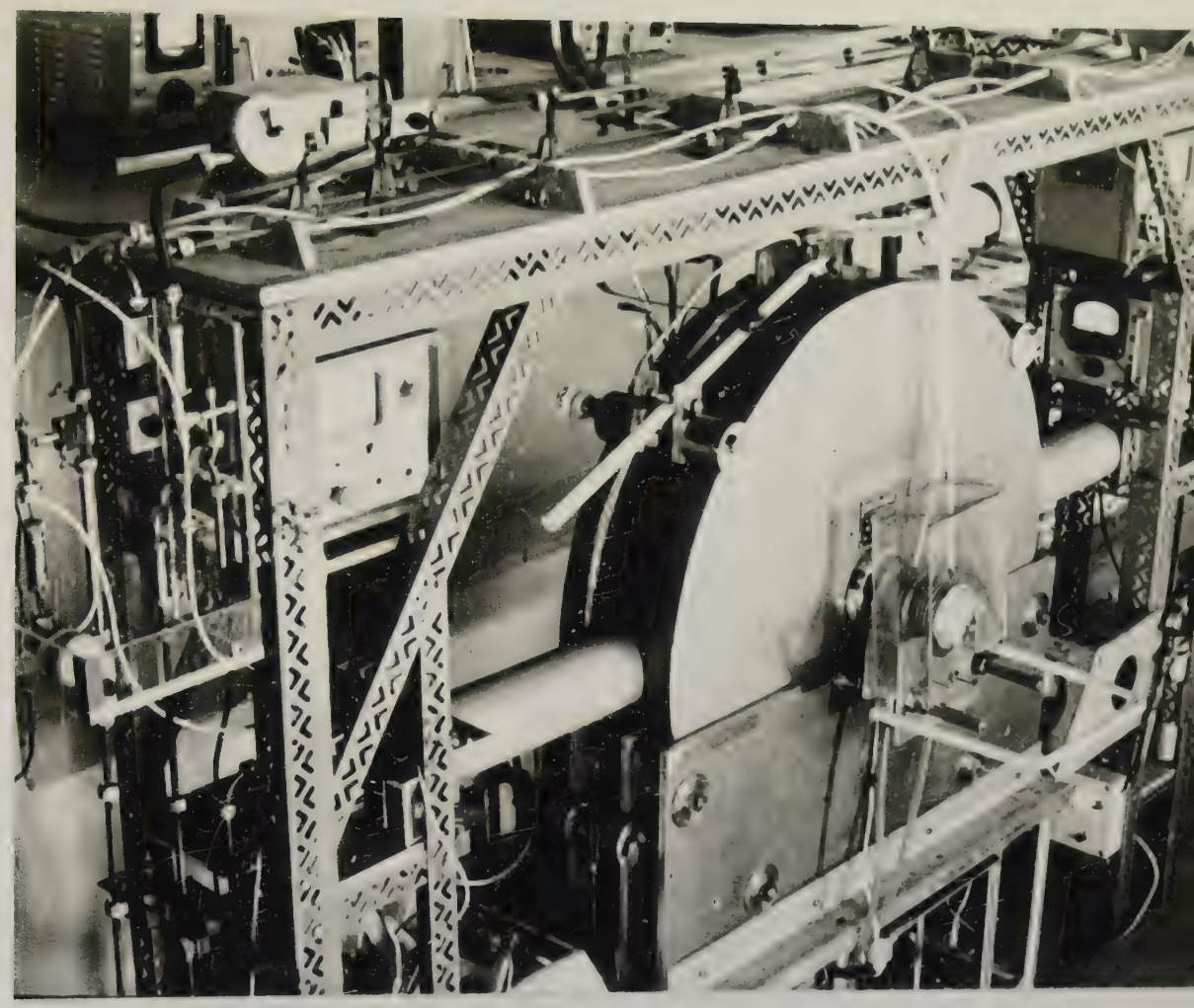
{Wh-1} (63) C.B. WHARTON, D.M. SLAGER, I.R.E. Trans. on Nucl. Sc. 1959 , 6 , 20.

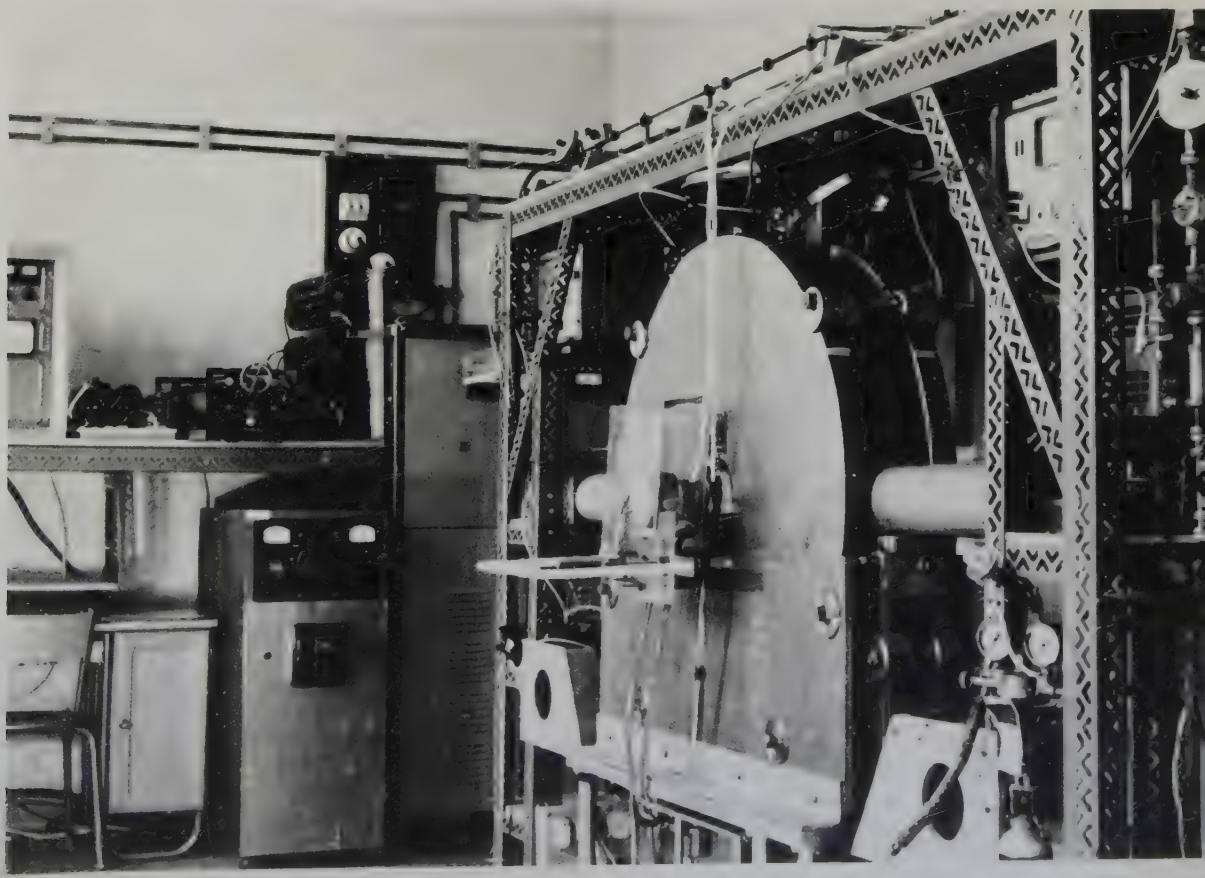
{Wh-2} (63) C.B. WHARTON, D.M. SLAGER, J. of Appl. Phys. 1960, 31, 428.

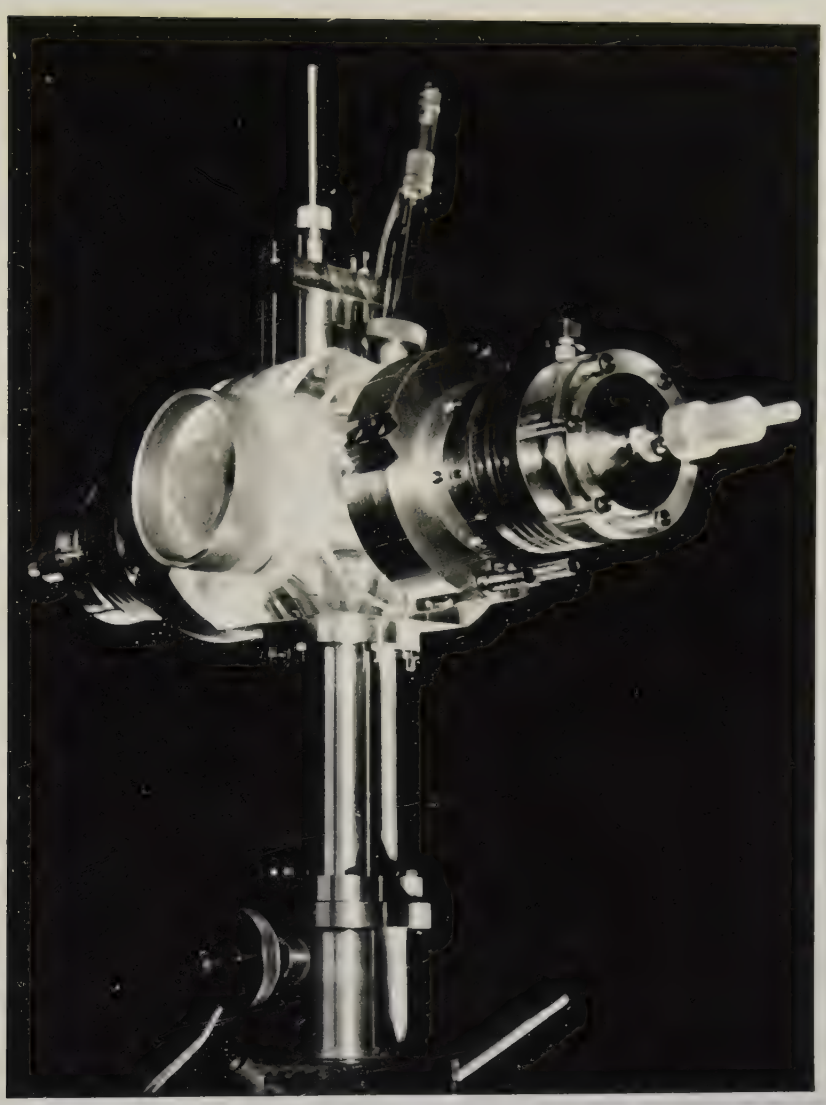
{Yo-1} (171) L. YOUNG , J. of the Opt. Soc. of Amer. 1962 , 52 , 753.

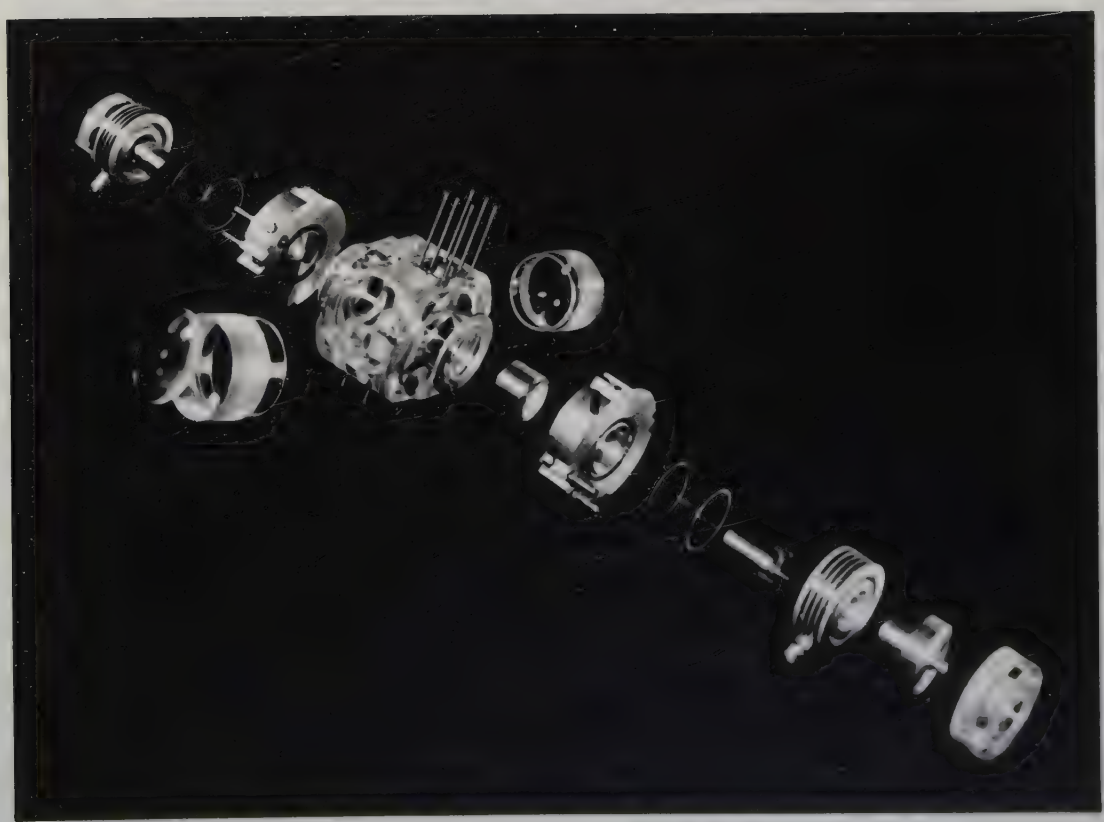
-:-:-:-:-:-

PHOTOGRAPHIES HORS TEXTE









PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE :

ELEMENTS DE FLUIDIQUE

Vu et approuvé

Talence, le Avril 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences

R. CALAS